АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Том V

10

1960

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

Главный редактор В. А. КОТЕЛЬНИКОВ

Заместители гл. редактора: Д. В. ЗЕРНОВ, Ю. Б. КОБЗАРЕВ

Редакционная коллегия

А. И. БЕРГ, Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ, И. С. ГОНОРОВСКИЙ, В. Л. ГРАНОВСКИЙ,
Л. А. ЖЕКУЛИН, Н. Д. ДЕВЯТКОВ, Л. Н. ДОБРЕЦОВ А. Ф. ИОФФЕ
А. Н. КАЗАНЦЕВ, С. Г. КАЛАШНИКОВ, П. Л. КАПИЦА, В. В. МИГУЛИН,
А. Л. МИКАЭЛЯН, А. А. ПИСТОЛЬКОРС, А. М. ПРОХОРОВ, С. М. РЫТОВ
В. И. СИФОРОВ, Я. Н. ФЕЛЬД, С. Э. ХАЙКИН, Б. М. ЦАРЕВ

Ученый секретарь редакции Г. А. БЕРНАШЕВСКИЙ

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Том V ОКТЯБРЬ 1960 Вып. 10

СОДЕРЖАНИЕ

Бруевич А. Н. Асинхронные колебания в автогенераторе с двумя степенями свободы 1559
Григорин-Рябов В. В. Регулировочные характеристики заторможенных релаксаторов 1568
Кабанов Н. И. Дальнее рассеянное отражение от Земли на коротких волнах 1576
Ковтун Н. М., Терещенко А. И. Исследование характеристик резонансных ферритовых вентилей на H-волноводе 1593
Постнов Г. А. Распространение волн в изотропном плазменном волноводе . . . 1598
Малышев В. А. К теории магнетронного генератора 1603
Лопухин В. М., Мартыков В. П. Учет разброса скоростей электронов в параметрическом усилителе волн пространственного заряда 1614
Брейтман В. М. Расчет поля ленточного пучка, расходящегося под действием пространственного заряда в плоскопараллельном диоде при конечной ширине эмиттера 1619
Сандомирский В. Б. О внешней эмиссии горячих электронов из полупроводников. Ч. I 1627
Азизов У. В., Васильковский Д. Н., Султанов В. М. Изготовление и индицирование крупных монокристаллических катодов из вольфрама 1631
Лепешинская В. Н., Борисов В. Л., Перчанок Т. М. Вторично-эмиссионные характеристики эффективных эмиттеров на основе сплавов в широком диапазоне энергий первичных электронов 1636
Борисов В. Л., Перчанок Т. М., Лепешинская В. Н. Угловые и температурные зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии σ и коэффициента неупругого отражения электронов η активированных сплавных эмиттеров 1643
Бронштейн И. М., Щучинский Я. М. Энергетический спектр медленных вторичных электронов при адсорбции бария на вольфраме 1650
Михайлов Г. С., Кутовая Л. А., Поспелов Л. А. О зависимости работ выхода пленочных систем (катодов) от потенциала ионизации адсорбированных атомов 1658
Птушинский Ю. Г. Влияние адсорбции на сопротивление тонких металлических пленок. Ч. I. Дипольные молекулы 1663
Находкин Н. Г., Немцев В. П. Электронные свойства тонких пленок германия 1669
Козина Г. С. Особенности работы двустороннего потенциалоскопа с возбужденной проводимостью в тонких слоях окиси алюминия 1672
Серебров Л. А., Фридрихов С. А. К вопросу о зарядном пятне, возникающем на поверхности диэлектрической мишени при бомбардировке электронным пучком 1680
Тимофеев П. В., Сорокина В. В. Эмиссия электронов в электронно-оптических преобразователях для γ-лучей 1687
Тимофеев П. В., Кормакова Е. Г. Свойства фотоэлектронных умножителей с кислородно-цезиевым фотокатодом 1692
Брейдо И. Я., Глаголев В. П., Глуховской Б. М., Королькова О. С., Лейтейзен Л. Г. Исследование стабильности многокаскадных фотоэлектронных умножителей 1698

Кабанов А. Н., Кушнир Ю. М. Некоторые применения универсального электростатического анализатора скоростей электронов на 75 *кв* 1703
Застенкер Г. Н., Солнцев Г. С., Швилкин Б. Н. Процессы в высокочастотном разряде низкого давления при изменении напряжения на электродах . . 1709
Кононов Б. П., Саркисян К. А. Некоторые особенности газового разряда с осциллирующими электронами 1717
Самойленко В. И. Дискриминатор уровня с применением емкости p — n-перехода 1720

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Кинбер Б. Е., Бахарева М. Ф. Надежность системы разнесенного приема двух неравных коррелированных сигналов 1726
Яковлев В. П. Некоторые асимптотические свойства гауссовского случайного процесса 1728
Поздняк С. И. Измерение электрических параметров среды поляризационным методом 1730
Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. К теории лампы обратной волны с периодической фокусировкой потока электронов 1734
Акулина Д. К., Ахманов С. А., Гвоздовер С. Д., Горшков А. С., Трофименко И. Т. Параметрические явления в волновых системах с длинными потоками электронов 1736
Конончук Л. В. Технология фотоэлементов и однокаскадных фотоэлектронных умножителей с полупрозрачным многощелочным катодом 1739
Бронштейн И. М., Сегаль Р. Б. О неупругом рассеянии электронов окисленными металлическими поверхностями 1741
Берестовский Г. Н., Костенко О. А. Новый генератор гармонических колебаний на ключевых элементах 1743

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Медведев Г. А., Параев Ю. И. По поводу краткого сообщения Я. И. Хургина «Воздействие импульсного процесса с независимыми интервалами на емкостной накопитель» 1745

ХРОНИКА

Вихляева Р. П., Ждан А. Г., Шабельникова А. Э. Междуведомственный семинар по катодной электронике (15-е заседание) 1747

Адрес редакции: Москва, К-9, Моховая, 11, Институт радиотехники и электроники АН СССР, редакция журнала «Радиотехника и электроника»

Технический редактор *Т. А. Аверкиева*

Т-13137 Подписано к печати 11/X 1960 г. Тираж 5515 экз. Заказ № 870
Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Бум. л. 6,0. Печ. л. 16,44. Уч.-изд. л. 17,5

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

АСИНХРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В АВТОГЕНЕРАТОРЕ С ДВУМЯ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

А. Н. Бруевич

Для полигональной аппроксимации характеристики анодного тока рассмотрены стационарные процессы в автогенераторе с двумя степенями свободы. Смещение в цепи сетки считается безынерционным, однако предположение о пиковом детектировании не делается.

Выяснена зависимость амплитуды автоколебаний от параметров. Указана возможность одновременного роста амплитуд обоих колебаний с ростом управляющего сопротивления одного из контуров. Произведено разбиение плоскости параметров по характеру колебаний.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов в автогенераторе с двумя степенями свободы проводилось до сих пор либо для полиномиальной [1, 2, 3], либо для экспоненциальной [4, 5] аппроксимаций анодного тока лампы. Во всех этих работах учет сеточного смещения либо не производился, либо производился в виде пикового детектора. Однако, как показано в настоящей работе, такой учет не вполне правомерен, так как при некоторых соотношениях между управляющим сопротивлением контура и сопротивлением автоматического смещения в автогенераторе могут наблюдаться процессы, отсутствующие при пиковом детектировании.

В настоящей работе предположение о пиковом детекторе не делалось, что дало возможность указать ряд новых явлений в автогенераторе. Характеристики анодного и сеточного токов идеализируются отрезками прямых (полигональная аппроксимация), что для больших амплитуд является более реальной аппроксимацией.

1. ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ

Как известно [6], в случае сильно разнесенных частот контуров асинхронного автогенератора уравнения первого приближения для медленно меняющихся амплитуд имеют вид

$$T_i \frac{dU_i}{dt} + U_i = R_i I_{2-i,\,i-1}, \quad i = 1, 2, \tag{1}$$

где T_i — постоянная времени i-го контура; R_i — управляющее сопротивление i-го контура; $I_{2-i,\,i-1}$ — гармоника анодного тока с частотой i-го контура.

Для цепи автоматического смещения имеем уравнение (в случае безынерционного автоматического смещения)

$$E_c = -I_{c00} R_c, \tag{2}$$

R_c — сопротивление автоматического смещения; I_{c00} — постоянная составляющая тока сетки.

Для выделения необходимых гармоник анодного тока применяем метод модуляционных характеристик [7]. Напомним идею метода. Для определенности будем считать, что выделяем гармонику анодного тока с частотой первого контура. Следуя данному методу, сначала считаем одно из

переменных напряжений на сетке неизменным и выделяем ту или иную гармонику по частоте другого контура. Таким образом, мы как бы заменяем идеализированную характеристику анодного тока лампы новой модуляционной характеристикой, отражающей зависимость амплитуды искомой гармоники анодного тока от смещения. Так как само смещение у нас меняется с частотой первого колебания, мы выделяем нужную нам гармонику уже из этой модуляционной характеристики. Очевидно, что в нашем случае, т. е. когда надо выделить гармонику с частотой первого контура, есть два пути. Мы можем, например, начать с выделения первой гармоники по первому контуру и далее усреднять ее по колебаниям во втором. Можно, наоборот, сначала усреднить анодный ток по колебаниям с частотой второго контура и уже далее при помощи этой модуляционной характеристики выделять колебания с частотой первого контура. Конечный результат у нас, естественно, будет один и тот же, однако, так как при таком двойном выделении гармоник приходим к интегралам, которые нельзя взять в элементарных функциях, мы получаем разные формы записи одной и той же гармоники анодного тока.

Как показано ниже, с точки зрения вычислений удобно воздействовать на модуляционную характеристику напряжением малой амплитуды. Но для полигональной аппроксимации (т. е. если считать, что анодный ток линейно зависит от напряжения сетки, когда лампа отперта, и равен нулю, когда отрицательное напряжение на сетке достаточно для запирания лампы) в первом случае модуляционную характеристику можно представить в виде

$$\gamma_1(\cos\theta) = \frac{1}{2\pi}(2\theta - \sin 2\theta), \tag{3а}$$

где роль мгновенного напряжения, действующего на эту модуляционную характеристику, играет косинус угла отсечки, т. е.

$$\cos\theta = y - x\cos\tau. \tag{3б}$$

Здесь обозначено: безразмерное геометрическое смещение (т. е. смещение относительно точки запирания анодного тока E_c')

$$y = -\frac{E_c - E_c'}{U_1}, \tag{3в}$$

безразмерная амплитуда напряжения

$$x = \frac{U_2}{U_1}. \tag{3г}$$

Таким образом, в случае $U_2 < U_1$ всегда $x < 1$.

Усредняя модуляционную характеристику (3а) по времени, получаем среднюю крутизну, равную отношению первой гармоники анодного тока к соответствующей амплитуде:

$$S_{11} = \frac{I_{1_0}}{SU_1} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\vartheta}\gamma_1(\cos\theta)\,d\tau, \tag{4}$$

где S — крутизна линейного участка характеристики лампы; ϑ — угол отсечки на модуляционной характеристике.

Поскольку мы должны усреднять только для тех промежутков времени, для которых $\cos\theta < 1$, то

$$\vartheta = \begin{cases} \pi, & x + y < 1, \\ \arccos\dfrac{y-1}{x}, & y + x > 1. \end{cases} \tag{5}$$

В случае $U_2 > U_1$ совершенно аналогично получаем

$$S_{12} = \frac{I_{1_0}}{SU_1} = \frac{2}{\pi}\int_0^{\vartheta} \gamma_0(\cos\theta)\cos\tau\, d\tau. \qquad (6)$$

Здесь

$$\gamma_0(\cos\theta) = \frac{1}{\pi}(\sin\theta - \theta\cos\theta) \qquad (7а)$$

— модуляционная характеристика для случая, когда $U_2 > U_1$; ϑ и $\cos\theta$ имеют прежний физический смысл. Однако вместо (3в) и (3г) мы теперь имеем

$$y = -\frac{E_c - E_c'}{U_2}, \quad x = \frac{U_1}{U_2}. \qquad (7б)$$

Обобщая сказанное, получаем, что y — геометрическое смещение, отнесенное к большей амплитуде, x — отношение меньшей амплитуды к большей.

Относительно индексов у знака средней крутизны S_{11}, S_{12} укажем, что первый означает, по частоте какого контура взята эта средняя крутизна, а второй указывает, какая амплитуда больше.

Для безразмерной постоянной составляющей тока сетки (отнесенной к большей амплитуде) получаем

$$I_0 = \frac{I_{c00}}{S_c U_{1,2}} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\vartheta} \gamma_0(\cos\theta)\, d\tau. \qquad (8)$$

Здесь значения всех величин прежние. Отметим, что при вычислениях I_0 следует употреблять не y, а y_c, причем

$$y_c = -\frac{E}{U_{1,2}}, \qquad (8а)$$

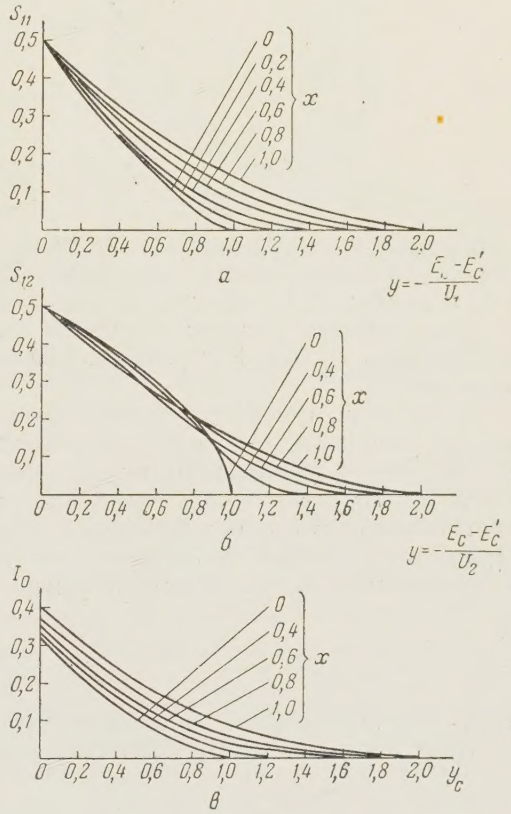


Рис. 1. Зависимость средней крутизны и постоянной составляющей тока сетки от смещения:

а — S_{11} — большие колебания в первом контуре, $x = U_2/U_1 < 1$; *б* — S_{12} — большие колебания во втором контуре, $x = U_1/U_2 < 1$; *в* — I_0 — постоянная составляющая тока сетки

так как ток сетки прекращается при нулевом напряжении на сетке. Для постоянной составляющей тока сетки две формы записи совпадают и имеют вид (8).

Зависимость средней крутизны и постоянной составляющей тока сетки от смещения для разных отношений амплитуд построена на рис. 1.

Для вычисления функций S_{11}, S_{12}, I_0 при больших значениях смещения ($y \sim 1 + x$) применялось предложенное в [9] разложение модуляционных характеристик $\gamma_0(\cos\theta)$ и $\gamma_1(\cos\theta)$ в ряд по степеням $\xi = 1 - \cos\theta$. Как показано в [9], это разложение начинается с члена, пропорционального $\xi^{\frac{3}{2}}$, поэтому вычисления по формулам (4), (6), (8) сводятся к полным эллиптическим интегралам первого и второго родов; при этом

удерживался первый член ряда. Для вычисления этих же функций при малых смещениях ($y \sim 0$) применялось разложение $\gamma_0(\cos\theta)$ и $\gamma_1(\cos\theta)$ в ряд по степеням $\cos\theta$ (это разложение легче всего получить тем же путем, что и в [9]); при этом удерживались три члена ряда и интегралы (4), (6), (8) вычислялись в элементарных функциях.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Полагая в стационарном режиме амплитуды неизменными и выразив гармоники тока через средние крутизны, получаем уравнения

$$S_1(y, x) = \frac{1}{R_1 S}, \tag{9а}$$

$$S_2(y, x) = \frac{1}{R_2 S}, \tag{9б}$$

$$I_0(y_c, x) = \frac{y_c}{R_c S_c}. \tag{9в}$$

Второй значок у средних крутизн не поставлен, так как в данном случае неважно, какая амплитуда больше. Назовем $R_i S$ регенерацией i-го контура; $R_c S_c$ — фактором смещения.

Для решения системы уравнений (9) построим на плоскости амплитуд зависимость $U_1(U_2)$ как решение уравнений (9а), (9в). Для этого используем рис. 1.

В области, где $U_1 > U_2$, построение ведем следующим образом. Задаемся величиной отношения амплитуд (в этом случае $x = U_2/U_1$) как параметром и находим соответствующие ему (при данных $R_1 S$ и $R_c S_c$) значения геометрического смещения (y) и смещения (y_c). Для этого достаточно найти точки пересечения кривой S_{11} (рис. 1, *а*) с прямой, проведенной на уровне $1/R_1 S$ (находим y), и точки пересечения кривой I_0 с прямой $y_c/R_c S_c$ (находим y_c). Теперь заметим, что

$$\frac{U_1}{-E_c'} = \frac{1}{y_c - y}, \tag{10}$$

т. е. величина первой амплитуды найдена.

Этой первой амплитуде соответствует вторая

$$\frac{U_2}{-E_c'} = x \frac{U_1}{-E_c'}. \tag{11}$$

Таким образом, мы построили на плоскости амплитуд точку, являющуюся решением уравнений (9а), (9в). Меняя значения параметра x, строим отрезок кривой $U_1(U_2)$ в области $U_1 > U_2$.

В области $U_2 > U_1$ построение совершенно аналогично, надо только использовать вместо графика S_{11} (рис. 1, *а*) график S_{12} (рис. 1, *б*), а также учесть, что в этой области

$$x = \frac{U_1}{U_2}, \qquad \frac{U_2}{-E_c'} = \frac{1}{y_c - y}.$$

Построенные таким образом зависимости амплитуды первого колебания от амплитуды второго для разных регенераций ($R_1 S = 1 - 4$) даны на рис. 2, *а* (фактор смещения $R_c S_c = 10$). Заметим, что кривые $U_1(U_2)$ представляют на фазовой плоскости изоклины с нулевым наклоном, а кривые, отображающие зависимость $U_2(U_1)$, представляют изоклины с бесконечным наклоном (на рис. 2, *б* изображена одна такая изоклина пунктиром для $R_2 S = 3$).

Обсудим полученные результаты.

Назовем амплитуду $U_1/-E_c'$, имеющую место при $U_2/-E_c'=0$, амплитудой свободных колебаний, а амплитуду $U_2/-E_c'$ при $U_1/-E_c'=0$ — амплитудой тушения колебаний.

Из рис. 2, *а* видно, что амплитуда свободных колебаний больше амплитуды тушения колебаний для регенераций $R_1S<2$ и меньше амплитуды тушения для $R_1S>2$. Мы вернемся к этому факту, когда будем

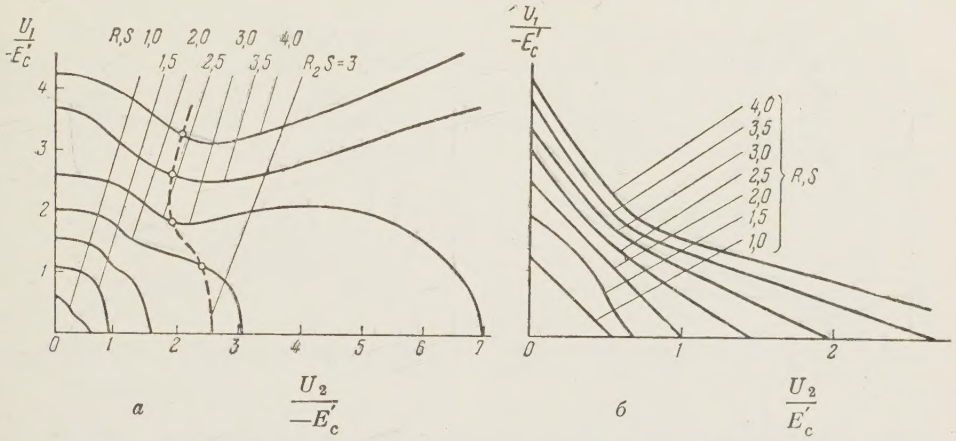


Рис. 2. Положение основных изоклин плоскости амплитуд:
а — $R_cS_c=10$; *б* — $R_cS_c=\infty$ (пиковый детектор)

говорить о двухчастотных колебаниях. Для регенераций, бо́льших двух, но меньших трех ($R_1S=2{,}5$, рис. 2, *а*) зависимость $U_1(U_2)$ монотонна.

Для $R_1S>3$ ($R_1S=3$; 3,5; 4) зависимость $U_1(U_2)$ перестает быть монотонной, появляются участки роста первой амплитуды с ростом второй. При $R_1S=3$ рост U_1 при увеличении U_2 наблюдается в относительно небольшом интервале изменения U_2 ($2<U_2/-E_c'<4{,}5$) и при $4{,}5<U_2/-E_c'$ амплитуда первого колебания снова падает. С ростом R_1S этот интервал растет. Так, при $R_1S=3{,}5$ U_1 растет при $2{,}5<U_2/-E_c'<30$ (на рис. 2, *а* не указано) и, наконец, при $R_1S>3{,}6$ вообще невозможно тушение колебаний, а происходит одновременный рост обеих амплитуд (кривая $R_1S=4$, рис. 2, *а*). Конечно, такого роста не может быть в реальном генераторе, так как рано или поздно наступит перенапряженный режим, однако факт роста U_1 при росте U_2 заслуживает внимания.

Для сравнения на рис. 2, *б* построены эти же кривые, но для пикового детектора ($R_cS_c=\infty$). Из этого рисунка видно, что при любых регенерациях первая амплитуда падает с ростом второй. Нами были построены аналогичные кривые и для $R_cS_c=50$, которые мы не приводим. Отметим лишь, что качественный ход кривых для $R_cS_c=50$ такой же, как и на рис. 2, *а*. Кривые только как бы сжимаются к началу координат; рост первой амплитуды с ростом второй появляется для $R_1S\simeq 5$, а бесконечный рост обеих амплитуд для $R_1S\simeq 6$.

Все сказанное позволяет сделать вывод, что учет сеточного смещения в качестве пикового детектора не является типичным, так как он вносит качественные изменения в картину положения основных изоклин на фазовой плоскости. Существенных изменений не будет лишь в том случае, если фактор смещения достаточно велик, а регенерация мала. Только в этом случае можно учитывать смещение в виде пикового детектора; если же мы переходим к большим регенерациям контуров, то даже при большом факторе смещения смещение нельзя считать пиковым.

Для проведения кригой $U_2(U_1)$, являющейся решением уравнений (9б), (9в), достаточно поменять местами оси координат, так как уравнение (9б) отличается от уравнения (9а) заменой индексов. Одна такая кривая (для $R_2S = 3$) показана на рис. 2, *а* пунктиром. Пересечения этой кривой с ранее построенными (на рис. 2, *а* они обведены кружками) дают нам значения стационарных амплитуд. Рассматривая поведение особых точек плоскости амплитуд во времени, найдем, что полученные решения будут устойчивыми (в данном случае), если амплитуда тушения больше амплитуды

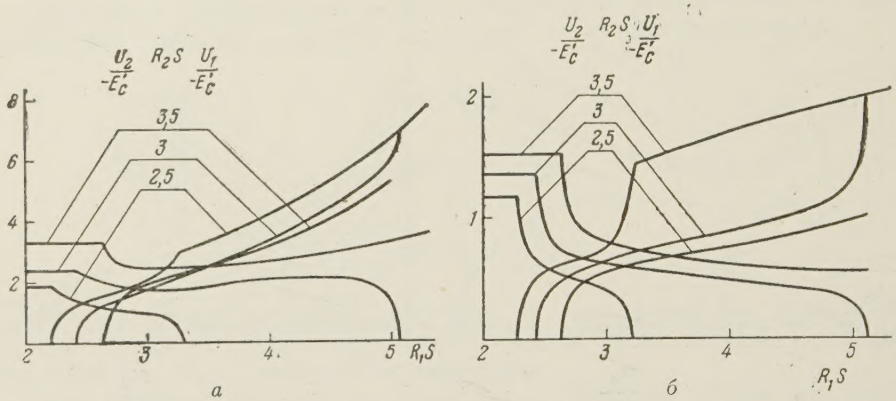


Рис. 3. Зависимость амплитуд колебаний от регенерации первого контура:
а — $R_cS_c = 10$; *б* — $R_cS_c = \infty$ (пиковый детектор)

свободного колебания. Это значит, что в системе возможны двухчастотные колебания, если регенерации обоих контуров больше двух.

Теперь построим зависимость амплитуды двухчастотных колебаний от регенерации одного из контуров. Способ построения ясен из рис. 2, *а*, на котором показано движение устойчивой особой точки на плоскости амплитуд при $R_2S = 3$ и $R_1S = 2{,}5—4$. Полученные кривые показаны на рис. 3, *а* для $R_cS_c = 10$ и на рис. 3, *б* для пикового детектора. На рис. 3, *а* видны три типа кривых.

1) $R_2S = 2{,}5$. Для $R_1S < 2{,}2$ в системе существуют колебания лишь во втором контуре. При $2{,}2 < R_1S < 3{,}3$ существуют колебания обеих частот; для $3{,}3 < R_1S$ имеют место колебания лишь в первом контуре; при $R_1S = 3{,}3$ колебания во втором контуре срываются и сохраняются только в первом контуре. Для данного типа кривой характерно, что амплитуда колебаний в первом контуре монотонно растет, а во втором монотонно падает.

2) $R_2S = 3$. На этой кривой существуют все три перечисленных выше участка, но падение амплитуды во втором контуре с увеличением R_1S перестает быть монотонным.

На участке примерно $3{,}25 < R_1S < 4{,}4$ наблюдается одновременный рост амплитуд колебаний в обоих контурах. Для $R_1S > 4{,}4$ U_2 снова падает и при $R_1S = 5{,}1$ происходит тушение колебаний во втором контуре.

3) $R_2S = 3{,}5$. Участок одновременного роста обеих амплитуд огромен, и тушение колебаний во втором контуре на показано, так как оно происходит при очень больших R_1S.

Для $R_2S > 3{,}6$ тушение колебаний второго контура вообще невозможно и с увеличением R_1S происходит рост U_1 и U_2.

В реальном генераторе ход кривых таким не будет, так как наступит перенапряженный режим.

Для сравнения на рис. 3, *б* приведены аналогичные кривые для пикового детектора.

В этом случае все кривые принадлежат первому виду, т. е. с увеличением регенерации первого контура наблюдается монотонный рост U_1 и падение U_2.

Таким образом, и здесь учет сеточного смещения в виде пикового детектора значительно обедняет явления. Все это заставляет признать, что такой учет автоматического смещения не является удовлетворительным.

3. РАЗБИЕНИЕ ПЛОСКОСТИ R_1S, R_2S ПО ХАРАКТЕРУ КОЛЕБАНИЙ

Для разбиения плоскости параметров R_1S, R_2S по характеру автоколебаний найдем зависимость амплитуды свободных колебаний, а также амплитуды тушения, от параметров (R_cS_c, R_1S, R_2S). Для нахождения амплитуды свободных колебаний используем график S_{11} (рис. 1, *а*), так как $U_2 = 0$, т. е. $U_1 > U_2$, и положим $x = 0$. Но в этом случае S_{11} вырождается в

$$S_{11}(y,\ 0) = \gamma_1(\theta),$$

$$\cos\theta = y.$$

Постоянная составляющая тока сетки также вырождается в $I_0(y_c, 0) = \gamma_0(\cos\theta_c)$; $\cos\theta_c = y_c$, и теперь из уравнений (9а), (9в) получаем

$$\left.\begin{aligned} \gamma_1(\theta) &= \frac{1}{R_1S}, \\ \beta_0(\theta_c) &= \frac{1}{R_cS_c}, \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

где $\beta_0(\theta_c) = \gamma_0(\theta_c)/\cos\theta_c$. Таблицы функций $\gamma_1(\theta)$ и $\beta_0(\theta)$ даны в [8].

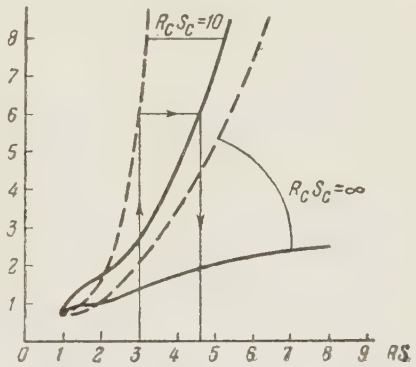


Рис. 4. Зависимость амплитуды тушения и амплитуды свободных колебаний от регенерации (пунктир — амплитуда тушения, сплошная линия — свободные колебания)

Из уравнений (12) находим $y = \cos\theta$ и $y_c = \cos\theta_c$ и далее по формуле (10) амплитуду свободных колебаний. Уравнения (12) не отличаются от уравнений, описывающих состояние автогенератора с одной степенью свободы, но и наш автогенератор в данном случае (отсутствие колебаний во втором контуре) является автогенератором с одной степенью свободы, т. е. мы из общей теории получили известный частный случай.

Графики, полученные таким способом для $R_cS = 10$ и $R_cS_c = \infty$, даны на рис. 4.

Построим теперь амплитуду тушения колебаний в первом контуре. Так как теперь $U_1 = 0$, т. е. $U_2 > U_1$, то следует взять график рис. 1, *б* (кривая S_{12}) и положить $x = 0$. Как и в предыдущем случае, получаем два уравнения

$$\left.\begin{aligned} S_{12}(y,\ 0) &= \frac{\theta}{\pi} = \frac{1}{R_1S}, \\ \beta_0(y_c) &= \frac{1}{R_cS_c}. \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Из этих уравнений находим амплитуду второго контура, при которой происходит тушение колебаний в первом контуре. Рассмотрим эти уравнения. При очень малой амплитуде U_1 средняя крутизна по частоте первого контура вырождается в локальную крутизну модуляционной характеристики $\gamma_0(\cos\theta)$, но, как указано в [7], выражение $S_{12} = \theta/\pi$ и есть локальная крутизна указанной модуляционной характеристики. Таким образом, и здесь мы получили известный частный случай.

Графики амплитуд тушения даны на рис. 4 (для $R_cS_c = 10; \infty$). Из рис. 4 видно, что при $RS < 2$ амплитуда тушения меньше амплитуды автоколебания и больше нее при $RS > 2$. Можно показать, что этот факт имеет место при любых R_cS_c.

Асимптоты графиков определяются из условия бесконечности амплитуд, т. е. из уравнения $y = y_c$. Отсюда же находим регенерацию контура, при которой невозможно тушение колебаний в нем (т. е. если требуется бесконечная амплитуда тушения).

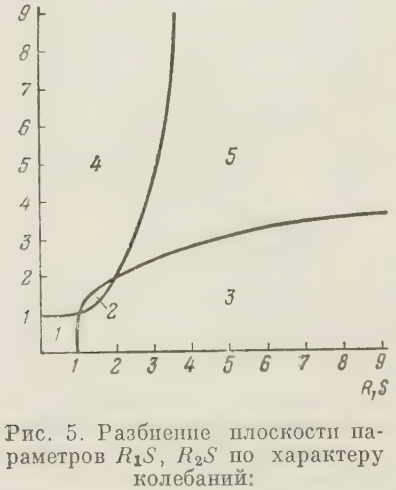


Рис. 5. Разбиение плоскости параметров R_1S, R_2S по характеру колебаний:

1 — колебания отсутствуют; *2* — колебания в первом или во втором контуре в зависимости от начальных условий; *3* — колебания в первом контуре; *4* — колебания во втором контуре; *5* — двухчастотные колебания

Следует еще раз подчеркнуть, что все эти выводы справедливы до определенных амплитуд (а значит и до определенных RS), пока не наступит перенапряженный режим.

Теперь разобьем плоскость R_1S, R_2S по характеру колебаний. Для того чтобы потушить колебания одного контура, необходимо, чтобы амплитуда свободных колебаний второго контура была не менее амплитуды тушения колебаний в первом контуре. Поэтому, если дана регенерация первого контура R_1S (на рис. 4 для $R_cS_c = 10$, $R_1S = 3$), то, пользуясь рис. 4, находим амплитуду тушения колебаний первого контура, а так как амплитуда свободных колебаний второго контура должна быть равна этой амплитуде тушения, то отсюда находим R_2S (на рис. 4 $R_2S = 4{,}7$). Для пояснения сказанного на рис. 4 стрелкой указано, как по данной $R_1S = 3$ найти $R_2S = 4{,}7$.

Можно показать, что математически зависимость регенераций второго контура, необходимая для тушения колебаний в первом контуре, дается уравнением

$$R_2 S = \frac{2\pi}{\frac{2\pi}{R_1 S} - \sin\frac{2\pi}{R_1 S}}. \qquad (14)$$

В силу полной симметрии уравнений (1) критические значения регенераций первого контура, при которых происходит тушение колебаний во втором контуре, получаем из уравнения (14) заменой индексов.

Кривая, построенная по уравнению (14), и симметричная ей кривая даны на рис. 5; они представляют собой разбиение плоскости R_1S, R_2S по характеру колебаний.

Обсудим результат, следующий из рассмотрения рис. 5. На нем указано несколько областей.

Область *1*. В этой области не выполнено условие самовозбуждения ни для одного из контуров и колебаний нет.

Область *2*. Условие самовозбуждения выполнено для обоих контуров, но возможны лишь устойчивые одночастотные колебания. Наличие колебаний той или иной частоты зависит от начальных условий.

Область *3*. Колебания в первом контуре подавляют колебания во втором. В этой области возможно существование колебаний лишь в первом контуре.

Область *4*. То же, что и в области *3*, но поддерживаются колебания во втором контуре.

Область *5*. Область двухчастотных колебаний. Зависимость амплитуд колебаний от параметров рассмотрена в предыдущем параграфе. Следует

отметить, что эта область верна только для тех значений RS, при которых в схеме не наступает перенапряжений режима (т. е. амплитуды колебаний не слишком велики), так как наше исследование его не учитывает.

Работа выполнена под руководством С. И. Евтянова, которому автор приносит глубокую благодарность за большую помощь при ее проведении, а также за просмотр рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П.Скибарко, С. П. Стрелков, Качественное исследование процессов в генераторе по сложной схеме, ЖТФ, 1934, 1.
2. Shaffner, Simultaneous oscillations in oscillators, IRE Trans., 1954, 2.
3. В. В. Анисимов, О возбуждении бигармонических колебаний в генераторе с двумя степенями свободы, Вестн. Моск. ун-та, 1956, 1.
4. А. А. Магазаник, Об асинхронных двухчастотных режимах в автогенераторах с двумя степенями свободы, Радиотехника и электроника, 1957, 2, 10, 1313.
5. M. I. Dusman, W. A. Edson, Simultaneous asynchronous oscillations in Class-C oscillators, Proc. I. R. E., 1958, 5.
6. С. И. Евтянов, О связи между символическими и укороченными уравнениями, Радиотехника, 1946, 1.
7. С. И. Евтянов, О внешнем воздействии на автогенератор, Радиотехника, 1956,1.
8. С. И. Евтянов, Радиопередающие устройства, Связьиздат, 1950.
9. С. И. Евтянов, О расчете генератора в перенапряженном режиме, Электросвязь, 1957, 11.

Поступила в редакцию
28 I 1960

1960 № 10

РЕГУЛИРОВОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАТОРМОЖЕННЫХ РЕЛАКСАТОРОВ

В. В. Григорин-Рябов

Рассматриваются характеристики регулирования длительности квазиустойчивого состояния заторможенных релаксаторов. Доказывается, что наилучшие характеристики регулирования получаются в том случае, если длительность квазиустойчивого состояния релаксатора изменяется при помощи ограничения выходного напряжения по максимуму.

ВВЕДЕНИЕ

Заторможенный релаксатор с емкостной обратной связью создает после запуска импульс напряжения, длительность $T_и$ которого определяется, главным образом, внутренними процессами, связанными с пребыванием этого релаксатора в квазиустойчивом состоянии. Изменение $T_и$ производится чаще всего при помощи специального напряжения, которое воздействует на релаксатор и меняет его режим. Такой способ позволяет осуществить регулирование длительности импульсов, создаваемых заторможенным релаксатором, электрическим способом. Конечно, $T_и$ можно еще регулировать изменением цепи обратной связи, но такой способ требует механических устройств, обладающих, как правило, значительной инерционностью.

При электрическом способе изменения длительности импульсов большое значение имеет зависимость между регулирующим напряжением E и $T_и$. Обычно требуется, чтобы эта зависимость была линейной, однако бывают случаи, когда она должна подчиняться более сложному закону, как, например, параболическому, гиперболическому и т. п.

Зависимость между длительностью импульса и регулирующим напряжением $T_и = f(E)$ будем называть характеристикой регулирования релаксатора.

Для линейных характеристик регулирования важным параметром является коэффициент

$$\gamma = \frac{\left(\frac{dT_и}{dE}\right)_{E_н} - \left(\frac{dT_и}{dE}\right)_{E_к}}{\left(\frac{dT}{dE}\right)_{E_н}}, \qquad (1)$$

который позволяет оценить степень отклонения реальной характеристики от линейной. В этой формуле $E_н$ и $E_к$ — напряжения, соответствующие начальной и конечной точкам регулировочной характеристики.

Пределы регулирования $T_и$ обычно оцениваются коэффициентом перекрытия

$$\lambda = \frac{T_{и\,макс} - T_{и\,мин}}{T_{и\,макс}}. \qquad (2)$$

Заметим, что для линейных характеристик регулирования $\gamma = 0$.

Для того чтобы результаты исследований были более общими, воспользуемся обобщенной эквивалентной схемой заторможенных рела-

ксаторов, состоящей из активного нелинейного четырехполюсника и двухполюсника обратной связи [1, 2]. Последний содержит реактивный (хронирующий) элемент релаксатора.

Процессы, происходящие в релаксаторах, при таком их представлении можно исследовать при помощи амплитудных характеристик нелинейного четырехполюсника. Последние представим полиномом

$$e_2 = \sum_{k=0}^{n} \beta_k u_1^k, \tag{3}$$

где e_2 — эдс на выходе четырехполюсника; u_1 — напряжение на входе четырехполюсника.

Можно показать [3, 4], что в этом случае длительность квазиустойчивого состояния релаксатора

$$T_и = (1 - \eta_0) B\tau \left[\ln \frac{1 - X_{1н}}{1 - X_{1к}} - \sum_{k=1}^{n} \eta_k (X_{1н}^k - X_{1к}^k) \right], \tag{4}$$

где

$$\eta_0 = -E \frac{A_1}{A_0}; \quad \eta_k = -E^k \frac{A_k}{A_0}; \quad B = 1 + (1 + S_{сд} R_с) \frac{R_в}{R_с} - \beta_1;$$

$$\tau = \frac{R_с C}{1 + S_{сд} R_с}; \quad A_0 = B + A_1 E; \quad A_1 = -2 (\beta_2 E^{-1} - A_2 E);$$

$$A_k = -\frac{k+1}{k} (\beta_{k+1} E^{-k} - A_{k+1} E); \quad E = \frac{E_с}{1 + S_{сд} R_с};$$

$$X_{1н} = \frac{U_{1н}}{E}; \quad X_{1к} = \frac{U_{1к}}{E},$$

$U_{1н}$, $U_{1к}$ — напряжения на входе нелинейного четырехполюсника соответственно в начале и конце той части его амплитудной характеристики, по которой совершает движение изображающая точка, когда релаксатор находится в квазиустойчивом состоянии; $R_в$ — выходное сопротивление нелинейного четырехполюсника; $R_с$ — сопротивление утечки сетки лампы первого каскада четырехполюсника; $S_{сд}$ — крутизна динамической характеристики сеточного тока лампы первого каскада четырехполюсника.

Из приведенного уравнения видно, что регулирование $T_и$ возможно или путем изменения параметров амплитудной характеристики (B, η_0, η_k) (что достигается соответствующим изменением параметров нелинейного четырехполюсника), или путем изменения $X_{1н}$ и $X_{1к}$. Заметим, что первый способ применяется редко, так как он не обеспечивает получение линейных регулировочных характеристик, требует больших регулирующих напряжений и не позволяет регулировать $T_и$ в широких пределах. Значительно бо́льшие возможности представляет второй способ.

Изменение $X_{1н}$ и $X_{1к}$ можно осуществлять ограничением амплитудной характеристики сверху или снизу или же смещением характеристики в плоскости e_2, u_1. Ограничение амплитудной характеристики производится при помощи диодов, подключаемых к выходу нелинейного четырехполюсника (рис. 1). Напряжения $E_{оп1}$ и $E_{оп2}$ служат для изменения порога ограничения, что приводит, как показано ниже, к изменению $U_{1н}$, $U_{1к}$, т. е. $X_{1н}$, $X_{1к}$, а следовательно, $T_и$.

Для смещения амплитудной характеристики в плоскости e_2, u_1 регулирующее напряжение вводится внутрь четырехполюсника. Так, например, в заторможенном мультивибраторе с катодной связью для смещения амплитудной характеристики напряжение нужно подать на сетку нормально закрытой лампы, а в фантастроне — на защитную сетку пентода и т. п.

Более наглядное представление о процессах, происходящих при регулировании длительности квазиустойчивого состояния релаксатора, можно составить, если вместо амплитудных характеристик четырехполюсника пользоваться так называемыми динамическими характеристиками. Последние представляют собой зависимость напряжения на выходе четырехполюсника (u_2) от напряжения на его входе (u_1) при разорванной цепи обратной связи и такой нагрузке на выходе, при которой ток, протекающий через нее (i_2), будет равен току на входе четырехполюсника (i_1). Таким образом,

$$u_2 = e_2 - R_в i_2 = e_2 - R_в i_1.$$

В относительной безразмерной системе координат динамическую характеристику представим полиномом

$$\chi_2 = \sum_{k=0}^{n} \alpha_k \chi_1^k, \qquad (5)$$

где

$$\chi_2 = \frac{u_2}{E}; \quad \chi_1 = \frac{u_1}{E};$$

$$\alpha_0 = \beta_0 E + (1 + S_{сд} R_с)\frac{R_в}{R_с};$$

$$\alpha_1 = \beta_1 - (1 + S_{сд} R_с)\frac{R_в}{R_с};$$

$$\alpha_2 = \beta_2 E; \ldots; \quad \alpha_k = \beta_k E^{k-1}.$$

Устойчивому состоянию релаксатора соответствуют: $\chi_1 = X_{1о} = 1$, $\chi_2 = X_{2о} = X_{zо} + 1$, где $X_{zо} = U_{zо}/E$ — относительное напряжение на двухполюснике обратной связи в этом состоянии.

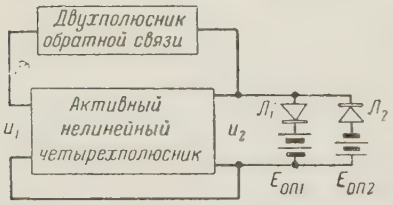


Рис. 1. Обобщенная схема релаксационного генератора с ограничителями выходного напряжения

В релаксаторах с емкостной обратной связью скачкообразные изменения режима происходят таким образом, что изображающая точка перемещается в новое место динамической характеристики по прямой, составляющей с осью абсцисс угол 45°. Действительно, только в этом случае любые, достаточно быстрые изменения напряжений на входе и выходе четырехполюсника не будут вызывать изменения напряжения на двухполюснике обратной связи. Эти прямые назовем линиями обратной связи (ЛОС). Линию, которая проходит через точку покоя (устойчивого состояния релаксатора), назовем основной (ОЛОС).

Рассмотрим перечисленные выше способы регулирования более подробно.

1. РЕГУЛИРОВАНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КВАЗИУСТОЙЧИВОГО СОСТОЯНИЯ ЗАТОРМОЖЕННОГО РЕЛАКСАТОРА ОГРАНИЧЕНИЕМ НАПРЯЖЕНИЯ НА ВЫХОДЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА СВЕРХУ (ПО МАКСИМУМУ)

При ограничении выходного напряжения четырехполюсника сверху, на уровне $X_р = U_р/E$ динамическая характеристика приобретает форму, изображенную на рис. 2. Как видно, в этом случае $X_{1к} = \text{const}$ и $T_и$ может изменяться только за счет изменения $X_{1н}$. Так как $T_и = \varphi_1(X_{1н})$,

а $X_{1н} = \varphi_2(X_р)$, то коэффициент нелинейности регулирования будет

$$\gamma_в = 1 - \delta_1 \delta_2, \tag{6}$$

где

$$\delta_1 = \frac{\left(\frac{\partial T_и}{\partial X_{1н}}\right)_{X_{1н2}}}{\left(\frac{\partial T}{\partial X_{1н}}\right)_{X_{1н1}}}; \qquad \delta_2 = \frac{\left(\frac{\partial X_{1н}}{\partial X_р}\right)_{X_{р2}}}{\left(\frac{\partial X_{1н}}{\partial X_р}\right)_{X_{р1}}}.$$

Здесь индексы 1 поставлены для тех значений $X_{1н}$ и $X_р$, которые соответствуют началу характеристики регулирования; индексы 2 относятся к их конечным значениям.

Из уравнения (4) находим

$$\delta_1 = \frac{1 - \sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1н2}^{k-1}}{1 - \sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1н1}^{k-1}} \frac{1 - X_{1н1}}{1 - X_{1н2}}.$$

Как видно из рис. 2, $X_{2н} = X_{z0} + X_{1н}$. Так как $X_{z0} = X_р - 1$, то $X_{2н} = X_р - 1 + X_{1н}$. С другой стороны, $X_{2н}$ можно определить из уравнения динамической характеристики: $X_{2н} = \sum_{k=0}^{n} \alpha_k X_{1н}^k$. Приравняв правые части этих двух равенств, получим

$$X_р - 1 = -X_{1н} + \sum_{k=0}^{n} \alpha_k X_{1н}^k.$$

Таким образом,

$$\frac{\partial X_{1н}}{\partial X_р} = -\frac{1}{1 - \sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1н}^{k-1}},$$

а

$$\delta_2 = \frac{1 - \sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1н1}^{k-1}}{1 - \sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1н2}^{k-1}}.$$

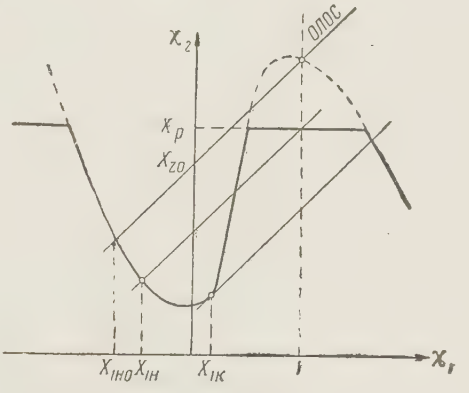


Рис. 2. Динамическая характеристика заторможенного релаксатора с ограничением выходного напряжения сверху

Следовательно,

$$\gamma_в = \frac{X_{1н1} - X_{1н2}}{1 - X_{1н2}}. \tag{7}$$

Таким образом видим, что коэффициент нелинейности характеристики регулирования непосредственно не зависит от формы динамической характеристики четырехполюсника, а определяется пределами изменения в процессе регулирования γ. Можно, однако, показать, что коэффициент γ равен коэффициенту нелинейности переходного процесса

$$\varepsilon = \frac{\left(\frac{dU_z}{dt}\right)_{t=0} - \left(\frac{dU_z}{dt}\right)_{t=T}}{\left(\frac{dU_z}{dt}\right)_{t=0}},$$

если бы он имел место на участке динамической характеристики, ограниченной значениями χ_1, соответственно равными $X_{1н1}$ и $X_{1н2}$.

Для того чтобы установить, какое влияние на регулирование $T_и$ оказывает форма динамической характеристики, воспользуемся коэффициентом перекрытия λ. Определив при помощи уравнения (4) $T_и$, соответствующее двум значениям $X_{1н} - X_{1н1}$ и $X_{1н2}$, найдем

$$\lambda = \frac{\ln \frac{1 - X_{1н1}}{1 - X_{1н2}} - \sum_{k=1}^{n} \eta_k (X_{1н1}^k - X_{1н2}^k)}{\ln \frac{1 - X_{1н1}}{1 - X_{1к}} - \sum_{k=1}^{n} \eta_k (X_{1н1}^k - X_{1к}^k)}. \tag{8}$$

Для линейных динамических характеристик $\eta_k = 0$ и коэффициент перекрытия λ не зависит от крутизны этих характеристик (если, конечно, при этом $X_{1н1}$ и $X_{1н2}$ остаются одними и теми же). В случае нелинейных характеристик предпочтение следует отдать тем из них, которые имеют бóльшую крутизну ($\eta_k < 0$). Для них коэффициенты перекрытия λ получаются бóльшими.

Таким образом, повышение линейности переходного процесса в заторможенных релаксаторах не улучшает их регулировочные характеристики, и в этом отношении вряд ли можно считать целесообразным применение сложных фантастронных схем в электронных устройствах задержки импульсов.

Более существенное значение для получения хороших характеристик регулирования имеют крутизна возрастающего участка динамической характеристики, разность ординат точки покоя (X_{20}) и точки, в которой заканчивается скользящий режим ($X_{2к}$), а также удаленность точки покоя от возрастающего участка характеристики.

Коэффициент перекрытия λ тесно связан с коэффициентом нелинейности $\gamma_в$. Действительно, заменив в уравнении (8) $X_{1н1}$ его значением из (7), получим

$$\lambda = \frac{\ln (1 - \gamma_в) - \sum_{k=1}^{n} \eta_k \{[\gamma_в + (1 - \gamma_в) X_{1н2}]^k - X_{1н2}^k\}}{\ln \frac{(1 - \gamma_в)(1 - X_{1н2})}{1 - X_{1к}} - \sum_{k=1}^{n} \eta_k \{[\gamma_в + (1 - \gamma_в) X_{1н2}]^k - X_{1k}\}}.$$

Для малых значений γ ($\gamma \ll 1$)

$$\lambda \simeq \frac{1 - \eta_1}{T_{и\,макс}} \gamma_в. \tag{9}$$

Следовательно, коэффициент перекрытия λ уменьшается по мере повышения линейности регулирования (т. е. уменьшения $\gamma_в$), увеличения максимального значения длительности квазиустойчивого состояния релаксатора $T_{и\,макс}$ и степени нелинейности той ветви динамической характеристики четырехполюсника, по которой совершается скользящее движение изображающей точки во время его квазиустойчивого состояния (η_1).

Поскольку уровень ограничения динамической характеристики $U_р$ в свою очередь зависит от величины опорного напряжения $E_{оп1}$, при помощи которого и осуществляется изменение $T_и$, то при нелинейном характере этой зависимости коэффициент нелинейности регулировочной характеристики

$$\gamma_в = 1 - \delta_1 \delta_2 \delta_3,$$

где

$$\delta_3 = \frac{\left(\frac{\partial X_р}{\partial X_оп}\right)_{X_{оп2}}}{\left(\frac{\partial X_р}{\partial X_оп}\right)_{X_{оп1}}}.$$

Следовательно, диод не будет ухудшать линейность характеристики регулирования в том случае, если $\delta_3 = 1$.

Можно показать, что при применении диодов, характеристики которых аппроксимируются полиномами второй степени

$$l_д = a_0 + a_1\chi_д + a_2\chi_д^2,$$

где $l_д = i_д / E$ — условная проводимость диода; $\chi_д = U_д / E$ — относительное напряжение на диоде, коэффициент δ_3 будет равен

$$\delta_3 = \frac{a_1 + 2a_2(X_{р2} - X_{оп2})}{a_1 + 2a_2(X_{р1} - X_{оп1})} \cdot \frac{1 + R_в[a_1 + 2a_2(X_{р1} - X_{оп1})]}{1 + R_в[a_1 + 2a_2(X_{р2} - X_{оп2})]}$$

или

$$\delta_3 = \frac{1 + 2a_2\dfrac{\chi_{д2} - \chi_{д1}}{a_1 + 2a_2\chi_{д1}}}{1 + 2a_2R_в\dfrac{\chi_{д2} - \chi_{д1}}{1 + R_в(a_1 + 2a_2\chi_{д1})}}. \qquad (10)$$

Следовательно, диод будет ухудшать линейность характеристики регулирования тем меньше, чем будет лучше выполняться неравенство

$$\chi_{д1} \geqslant \frac{1 - a_1R_в}{2a_2R_в}$$

или

$$X_{20} - X_{оп1} \geqslant a_0R_в + \frac{4 - (1 + a_1R_в)^2}{4a_2R_в}. \qquad (11)$$

Таким образом видно, что наибольшую нелинейность диод вносит в начале характеристики регулирования, когда $X_{оп1} \to X_{20}$.

Если выходное сопротивление четырехполюсника выбрать так, чтобы

$$R_в = \frac{a_1}{4a_0a_2 - a_1} + \sqrt{\left(\frac{a_1}{4a_0a_2 - a_1}\right)^2 - \frac{3}{4a_0a_2 - a_1}}, \qquad (12)$$

то $\delta_3 = 1$ при любых значениях $X_{оп1}$. В этом случае диод вообще не оказывает влияния на характеристику регулирования.

2. РЕГУЛИРОВАНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КВАЗИУСТОЙЧИВОГО СОСТОЯНИЯ РЕЛАКСАТОРА ОГРАНИЧЕНИЕМ НАПРЯЖЕНИЯ НА ВЫХОДЕ НЕЛИНЕЙНОГО ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА СНИЗУ (ПО МИНИМУМУ)

Регулирование $T_и$ путем ограничения нижнего уровня выходного напряжения четырехполюсника происходит за счет изменения формы и положения конечной точки того участка динамической характеристики, по которой осуществляется скользящее движение изображающей точки (рис. 3).

В отсутствие ограничения в квазиустойчивом состоянии изображающая точка совершает движение по характеристике $abcd$ при наличии ограничения по $abc'd'$. Изменение уровня ограничения ($X_р$) вызывает перемещение точек b и d, а следовательно $X_{1п}$ и $X_{1к}$. Таким образом,

длительность квазиустойчивого состояния релаксатора изменяется по довольно сложному закону.

Коэффициент нелинейности характеристики регулирования в этом случае будет

$$\gamma_н = 1 - \delta_{н1}\delta_{н2} - \delta_{н3}\delta_{н4}, \tag{13}$$

где

$$\delta_{н1} = \frac{\left(\frac{\partial T_и}{\partial X_{1п}}\right)_{X_{1п2}}}{\left(\frac{\partial T_и}{\partial X_{1п}}\right)_{X_{1п1}}}; \qquad \delta_{н2} = \frac{\left(\frac{\partial X_{1п}}{\partial X_р}\right)_{X_{р2}}}{\left(\frac{\partial X_{1п}}{\partial X_р}\right)_{X_{р1}}};$$

$$\delta_{н3} = \frac{\left(\frac{\partial T_и}{\partial X_{1к}}\right)_{X_{1к2}}}{\left(\frac{\partial T_и}{\partial X_{1к}}\right)_{X_{1к1}}}; \qquad \delta_{н4} = \frac{\left(\frac{\partial X_{1к}}{\partial X_р}\right)_{X_{р2}}}{\left(\frac{\partial X_{1к}}{\partial X_р}\right)_{X_{р1}}}.$$

Воспользовавшись уравнениями (4) и (8), а также учитывая, что для участка bd' динамической характеристики $\eta_0 = \eta_1 = \ldots = \eta_k = 0$, после несложных, но довольно громоздких преобразований получим

$$\gamma_н = 1 - \frac{(1-\eta_0)\left(1 - \sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1п2}^{k-1}\right) - 1}{(1-\eta_0)\left(1 - \sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1п1}^{k-1}\right) - 1} \cdot \frac{(1-X_{1п2})\sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1п1}^{k-1}}{(1-X_{1п1})\sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1п2}^{k-1}} -$$

$$- \frac{(1-X_{1п1})\sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1к1}^{k-1}}{(1-X_{1п1})\sum_{k=1}^{n} k\alpha_k X_{1к2}^{k-1}}. \tag{14}$$

Для коэффициента перекрытия можно получить следующее выражение:

$$\lambda_н = \frac{(1-\eta_0)\left[\ln\frac{1-X_{1п2}}{1-X_{1п1}} - \sum_{k=1}^{n}\eta_k\left(X_{1п2}^k - X_{1п1}^k\right)\right] + \ln\frac{(1-X_{1п1})(1-X_{1п2})}{(1-X_{1к1})(1-X_{1к2})}}{(1-\eta_0)\left[\ln\frac{1-X_{1н}}{1-X_{1п1}} - \sum_{k=1}^{n}\eta_k\left(X_{1н}^k - X_{1п1}^k\right)\right] + \ln\frac{1-X_{1п1}}{1-X_{1к1}}}. \tag{15}$$

Для кусочно-линейных динамических характеристик (рис. 4) уравнения (14) и (15) значительно упрощаются:

$$\gamma_н = 1 - \frac{1-X_{1п2}}{1-X_{1п1}} - \frac{\alpha_{1-1}}{\alpha_{1-2}}\frac{1-X_{1к1}}{1-X_{1к2}}; \tag{16}$$

$$\lambda_н = \frac{\ln\frac{(1-X_{1п2})^2}{1-X_{1к2}}}{\ln\frac{1-X_{1н2}}{1-X_{1к1}}}. \tag{17}$$

Сравнивая уравнения (14) и (16), (15) и (17), видим, что нелинейность характеристики регулирования в рассматриваемом случае в сильной степени зависит от формы динамической характеристики четырехполюсника. Серьезный недостаток такого способа изменения $T_{\text{и}}$ заключается еще и в том, что нелинейность характеристики регулирования получается больше, чем нелинейность переходного процесса квазиустойчивого состояния релаксатора: $\gamma_{\text{н}} > \varepsilon$.

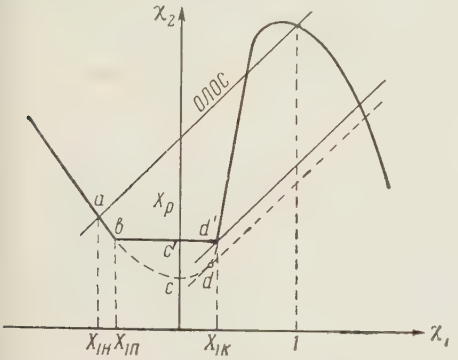


Рис. 3. Динамическая характеристика заторможенного релаксатора с ограничением выходного напряжения снизу

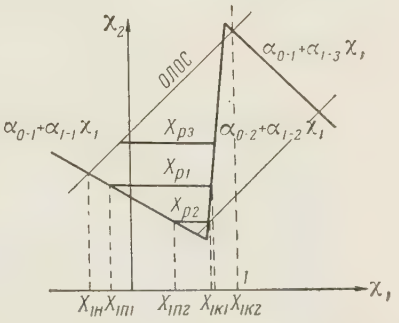


Рис. 4. Кусочно-линейная динамическая характеристика заторможенного релаксатора

Если уровень ограничения повысить до такой величины ($X_{\text{р}} = X_{\text{рз}}$), при которой начальная точка скользящего режима релаксатора определяется не динамической характеристикой, а ОЛОС (рис. 4), то при этом произойдет заметное изменение крутизны регулировочной характеристики ($dT_{\text{и}}/dX_{\text{р}}$).

Перечисленные выше особенности регулирования $T_{\text{и}}$ при помощи ограничения выходного напряжения четырехполюсника по минимуму показывают нецелесообразность его применения на практике.

Что касается третьего способа регулирования $T_{\text{и}}$ (изменением формы динамической характеристики четырехполюсника), то, как показывает анализ, он не обеспечивает высокой линейности регулирования и в этом отношении мало чем отличается от рассмотренного выше регулирования при помощи нижнего ограничения.

ВЫВОДЫ

Представление заторможенных релаксационных генераторов в виде нелинейного активного четырехполюсника и линейного двухполюсника обратной связи позволяет создать единую теорию регулирования длительности квазиустойчивого состояния их и определить основные параметры характеристик регулирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Котельников, А. М. Николаев, Основы радиотехники, Связьиздат, 1950—1954.
2. Я. С. Ицхоки, Импульсные устройства, Изд. Советское радио, 1959.
3. В. В. Григорин-Рябов, Обобщенная теория генераторов разрывных колебаний с выделенным двухполюсником обратной связи, РКВИАВУ, 1959.
4. В. В. Григорин-Рябов, Анализ генераторов разрывных колебаний при помощи амплитудных характеристик, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 5, 765.

Поступила в редакцию
3 II 1960

1960 № 10

ДАЛЬНЕЕ РАССЕЯННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ ЗЕМЛИ НА КОРОТКИХ ВОЛНАХ

Н. И. Кабанов

Явление дальнего рассеянного отражения от Земли на коротких волнах, открытое в Советском Союзе в 1946—1947 гг., стало исследоваться с 1947 г., а использоваться в научных и практических целях с 1948—1949 гг. Изложены некоторые результаты исследований, полученные в СССР. Результаты, опубликованные на Западе в 1949—1959 гг., в основном согласуются с результатами, полученными в СССР.

Отмечены возможности научного и практического учета и использования явления дальнего рассеянного отражения и необходимость его дальнейшего изучения.

ВВЕДЕНИЕ

В 1946 г. анализ радиолокационных наблюдений, в частности наблюдений над метеорами, изучение данных по эксплуатации дальней коротковолновой радиосвязи и исследованию ионосферы, позволил выдвинуть в СССР утверждение о том, что рассеяние коротких радиоволн поверхностью Земли при дальнем распространении должно обнаруживаться в районе места передачи. Это утверждение сопровождалось указанием, что рассеяние радиоволн в ионосфере должно иметь второстепенное значение потому, что, как правило, оно на порядки менее интенсивно, чем рассеяние Землей.

В январе 1947 г. это положение было подтверждено экспериментально [1—5]. В дальнейшем признание того факта, что источником рассеянного отражения является поверхность Земли, в СССР сомнению не подвергалось. Последующие работы в этом направлении позволили сравнительно быстро получить существенные, с научной и практической точек зрения, результаты.

За границей в период 1926—1930 гг., со времени начала работы мощных (по тем временам) коротковолновых радиостанций было замечено, что прием сигналов этих станций наблюдался не только в зоне, освещенной «прямым» радиолучом, т. е. радиолучом, отраженным от ионосферы, но и в пределах так называемой «мертвой зоны». После установления этого факта ряд западных организаций и специалистов стали исследовать прием в мертвой зоне как с научной, так и с технической точки зрения. Выявились и специфические искажения, свойственные коротковолновой радиосвязи. К таким искажениям, в первую очередь, относились «расплывание» радиотелеграфных сигналов, своеобразные искажения («ворчание») при работе радиотелефоном, ошибки пеленга в определенных зонах за счет одновременного прихода как прямых сигналов, так и сигналов рассеяния, и, наконец, неверный пеленг с ошибкой до 180° при наблюдении только сигналов рассеяния.

Вскоре было сформулировано заключение, что эти особенности, равно как и ряд других явлений, следует объяснять рассеянным отражением коротких радиоволн на пути их прохождения, которое мы будем далее называть дальним коротковолновым рассеянием. Одновременно стало ясно, что чистолучевая трактовка распространения коротких волн теперь уже недостаточна и необходимо учитывать и дальнее коротковолновое рассеяние.

1. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ В СССР

В связи с результатами работ автора, проводившихся в 1946—1948 гг., в июне 1948 г. была создана специальная комиссия под председательством С. Э. Хайкина (Н. Д. Булатов, И. С. Джигит, А. Н. Казанцев, М. И. Пономарев и др.), которая провела ряд опытов, а также проверочные расчеты, связанные с условиями распространения радиоволн в ионосфере (максимальные применимые частоты, дистанции скачка). Рассмотрев полученные

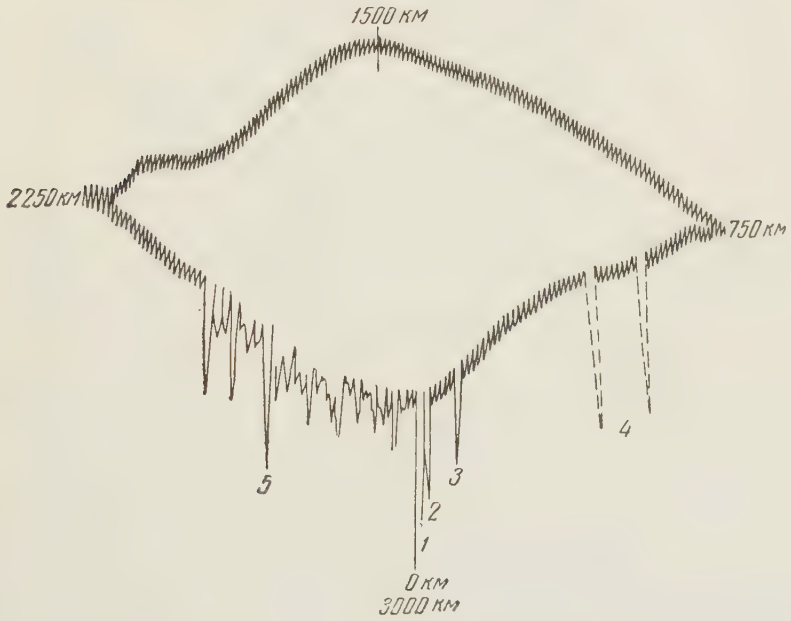


Рис. 1. Отражения на частоте 42,5 *Мгц*, наблюдавшиеся днем 7 января 1947 г.

результаты и данные опытов, комиссия пришла к выводу, что наблюдавшиеся в опытах обратные сигналы действительно вызывались рассеянным отражением от Земли. В своем заключении комиссия наметила ясную перспективу использования дальнего коротковолнового рассеяния как для целей радиосвязи, так и для некоторых других областей исследований.

В соответствии с заключением комиссии исследования дальнего коротковолнового рассеяния были продолжены и получили свое дальнейшее развитие, в частности в целях определения максимальных применимых частот на коротковолновых линиях радиосвязи [2,6,7,8].

При исследованиях, проводившихся в СССР в 1947—1958 гг., нами, в частности, были получены следующие результаты.

1. Экспериментально была подтверждена возможность наблюдения в месте передачи возвратных рассеянных отражений от Земли на расстояниях, достигавших 2000—3000 *км* (январь — март 1947 г.). На рис. 1 показаны отражения на частоте 42,5 *Мгц*, наблюдавшиеся 7 января 1947 г. от 12 *час* 47 *мин* до 13 *час* 00 *мин*. Обзор проводился в направлении от Москвы на запад.

На рис. 1 цифрой *1* обозначен зондирующий импульс, *2* — отражения, создаваемые близлежащими местными предметами, *3* — эхо-сигнал от самолета, *4* — отражения, вызванные следами метеоров, и *5* — дальние рассеянные отражения от Земли.

2. Подтвердились регулярность приема сигналов дальнего коротковолнового рассеяния на расстояниях до 3000—6000 *км* и общее соответствие

между суточным и сезонным ходом дальностей ближней и дальней границ групп отражений и состоянием ионосферы по данным вертикального зондирования (1947—1948 гг.). Изменение дальности ближней границы соответствовало изменению максимальных применимых частот, а дальней — изменению поглощения.

На рис. 2 показаны отражения и соответствующие им по времени высотно-частотные характеристики (ВЧХ), наблюдавшиеся в месте передачи

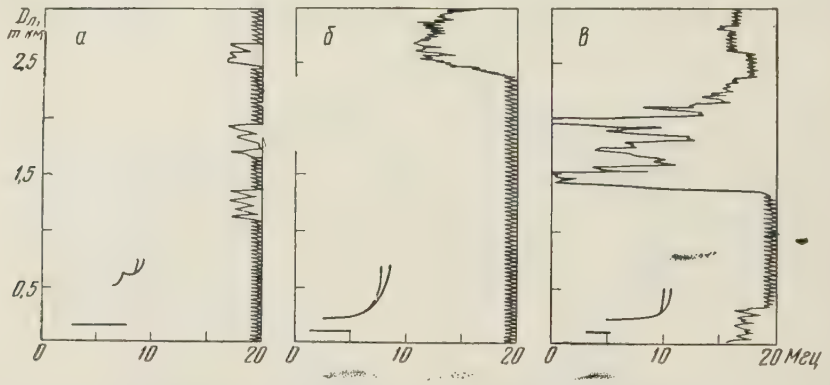


Рис. 2. Осциллограммы дальних рассеянных отражений на частоте 20 *Мгц* (справа) и соответствующие им по времени ВЧХ (внизу слева) (1947 г.):

а — отражения за 7 *час* 50 *мин*—8 *час* 00 *мин* 26 июля 1947 г., ВЧХ за 8 *час* 10 *мин*; *б* — отражения за 21 *час* 15 *мин* — 21 *час* 30 *мин* 11 августа 1947 г., ВЧХ за 20 *час* 00 *мин*; *в* — отражения 16 сентября 1947 г. и ВЧХ за 10 *час* 00 *мин*

в течение июля — сентября 1947 г. Обзор проводился от Москвы на юг. Нетрудно видеть, что более низким критическим частотам и большим высотам отражений от области F при вертикальном зондировании (рис. 2, *б* по сравнению с рис. 2, *в*) соответствуют и бо́льшие удаления ближней гра-

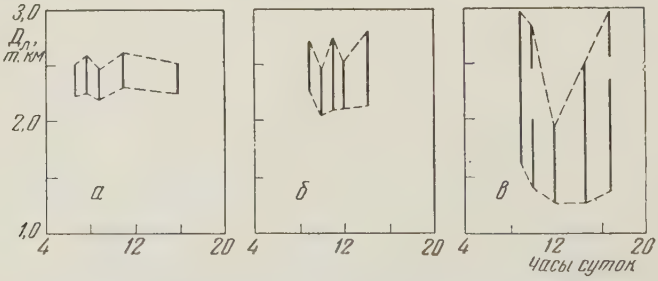


Рис. 3. Суточный ход отражений по дальности (ближней и дальней границ групп отражений) (1947 г.):

а — 25 июля; *б* — 30 августа; *в* — 12 ноября

ницы группы отражений, а более сложным картинам высотно-частотных характеристик (E, E_c, F_1, F_2) соответствуют и более сложные картины отражений (рис. 2, *а*). Меньшему поглощению соответствуют бо́льшие удаления дальней границы и бо́льшие амплитуды отражений (рис. 2, *в*, осень по сравнению с рис. 2, *а*, лето).

Эти же особенности, но для суточного хода отражений также на частоте 20 *Мгц* можно видеть из рис. 3.

3. Наблюдения над дальними отражениями от участка суша — море — суша показали, что можно разделить отражения от участков суши и моря (1949—1950 гг.). Так, на рис. 4 видны отражения от участков Крым (четкий первый максимум) — Черное море (глубокий минимум) — Малая Азия (четкий второй максимум). Обзор проводился от Москвы на юг.

Диаграмма направленности антенны передатчика в вертикальной плоскости была рассчитана так, что максимум главного лепестка давал «освещение» на дальностях 1000—1800 *км* по лучу. Раствор диаграммы направленности в горизонтальной плоскости был менее 10°.

На рис. 4, *б* показан также сигнал импульсного ретранслятора *р*, находившегося в юго-западной части Крыма.

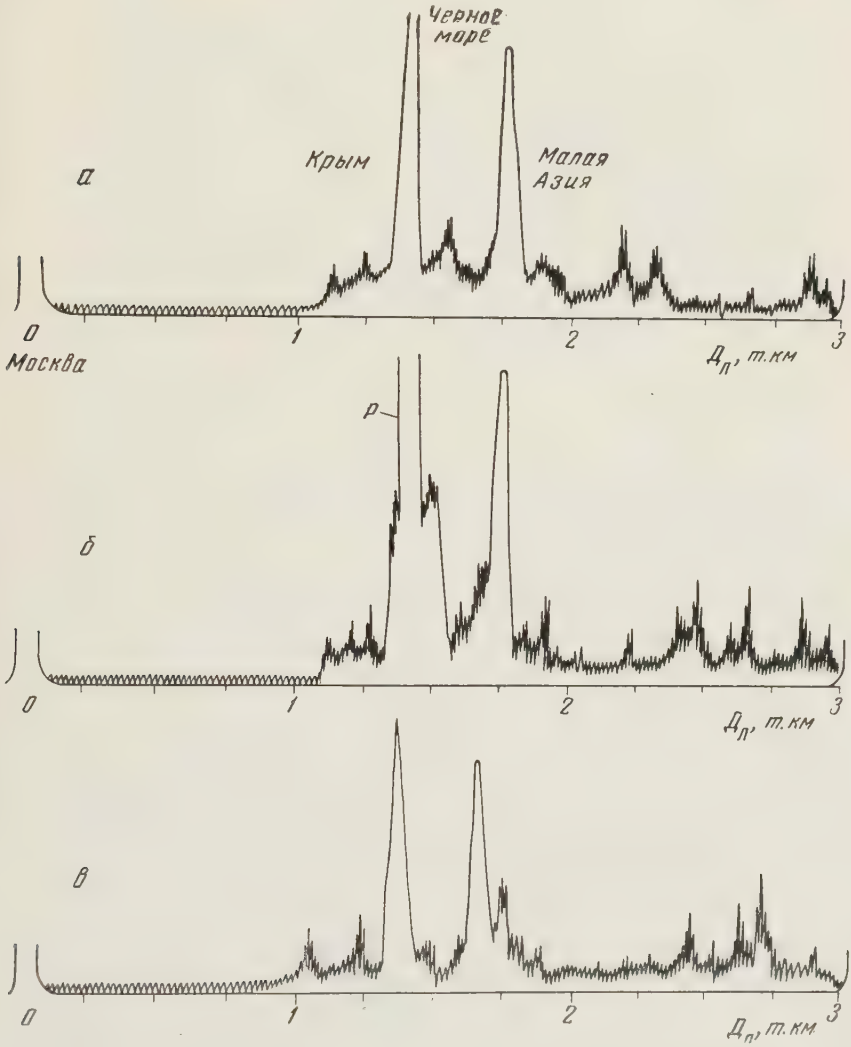


Рис. 4. Отражения от суши и моря на частоте 16,2 *Мгц* (1949 г.):
а, б — 19 декабря соответственно в 9 *час* 00 *мин* и 9 *час* 12 *мин*; *в* — 21 декабря в 9 *час* 15 *мин*

На рис. 5 видны отчетливый минимум (Черное море) между значительными максимумами (Крым и Малая Азия) отношений средних напряженностей полей возвратно-рассеянных отражений от районов Крыма (E_1), Черного моря (E_2) и Малой Азии (E_3). Первый максимум несколько больше второго; заметно удовлетворительное совпадение максимумов и минимумов с участками суша — море — суша.

4. Использование импульсного ретранслятора в «освещаемой» зоне показало совпадение моментов начала и окончания срабатывания ретранслятора с моментами начала и окончания «освещения» его радиолучом (рис. 6 и 7). Эти моменты определялись в месте передачи по возвратным рассеянным отражениям (1949—1950 гг.).

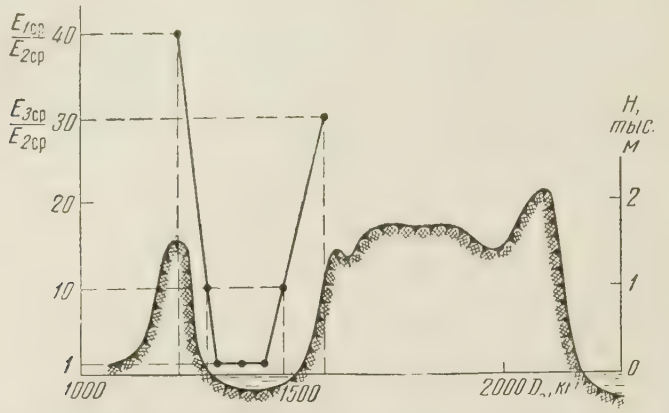


Рис. 5. Сопоставление относительных значений амплитуд ($E_{ср}$) отражений и неровностей рельефа по дальности для участка суша — море — суша

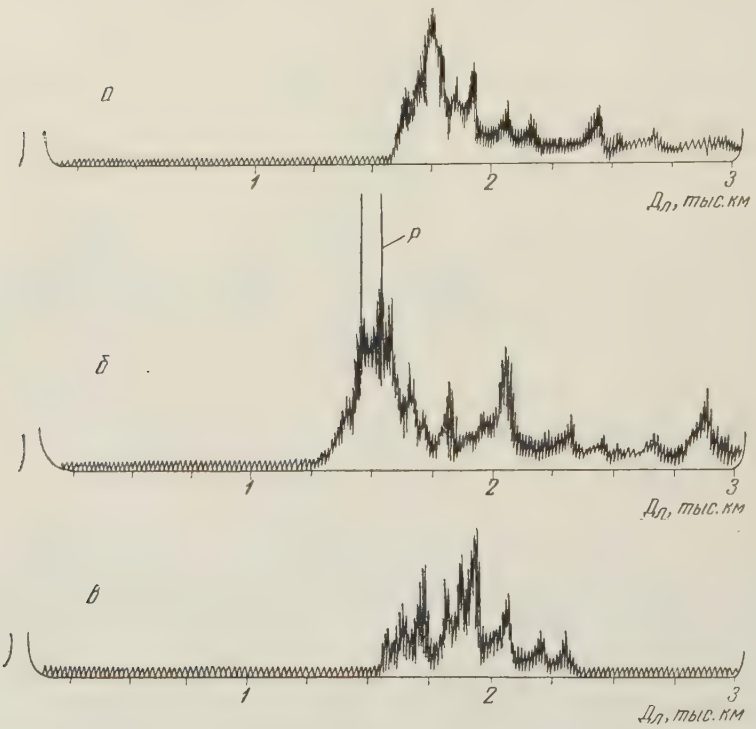


Рис. 6. Группа дальних отражений и сигнал ретранслятора; частота 15,9 *Мгц*, 28 января 1950 г.:

а — 8 *час* 45 *мин* (утро); *в* — 19 *час* 45 *мин* (вечер), *а* и *в* — ближняя граница группы отражений расположилась дальше ретранслятора; *б* (9 *час* 15 *мин*) — ближняя граница группы отражений находилась на несколько меньшей дальности, чем ретранслятор. Сигнал ретранслятора (ответчика) *р* виден в группе отражений

На рис. 6 приведены характерные осциллограммы, а на рис. 7 представлен ход процесса во времени. Видно, что когда освещенная зона лежит дальше места установки ретранслятора (*р*), он не дает ответного сигнала (рис. 6, *а*, *в* и рис 7). Находившийся в месте установки ретранслятора компаратор электромагнитного поля не обнаруживал наличия $E_{осв}$.

Из рис. 7 видно расхождение между дальностью до освещенной зоны по

возвратным отражениям и расчетной дальностью для этого же времени по данным вертикального зондирования.

При наблюдении за напряженностью поля в зоне, освещенной радиолучом, и за возвратными рассеянными отражениями в месте передачи была установлена корреляция между амплитудой возвратного рассеянного сиг-

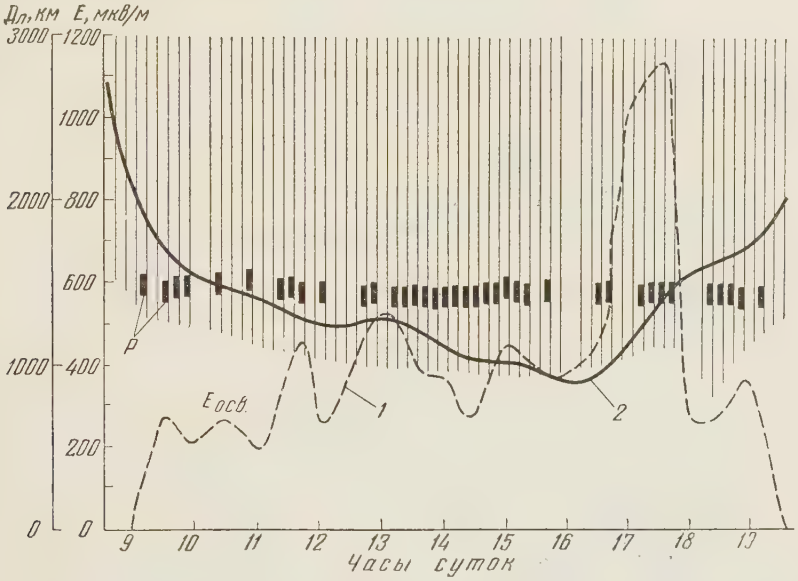


Рис. 7. Сопоставление появления, существования и пропадания сигнала ретранслятора p с ходом напряженности поля в освещаемой зоне $E_{осв}$ (*1*) непосредственно у ретранслятора и с расположением ближней границы отражений и ее же, по данным вертикального зондирования (*2*) 28 февраля 1950 г. ($f = 15{,}4$ *Мгц*)

нала и величиной напряженности поля в освещаемой зоне. И сигнал, и напряженность поля одновременно увеличиваются или уменьшаются (1949—1950 гг.).

При одновременном наблюдении возвратно-рассеянных сигналов в месте передачи и в зоне, освещаемой радиолучом, или около нее, когда ближняя граница зоны находится дальше пункта наблюдения, в последнем наряду с прямым сигналом или без него обычно бывают видны рассеянные сигналы, пришедшие со стороны, т. е. не по прямой, проходящей через пункты передачи и наблюдения. Временами наблюдались и рассеянные сигналы от второго скачка (1949—1950 гг.).

На рис. 8 наряду с прямым отчетливо видны и рассеянные сигналы.

5. Пеленгование дальнего коротковолнового рассеяния в 1947—1948 гг. производилось на крестообразную антенну с рефлектором и выходом на гониометр, в 1949—1950 гг. для этих целей служил полуавтоматический пеленгатор, а в 1952—1954 гг.— пеленгатор высокой точности. Эти опыты показали, что возвратное рассеяние приходит в основном из районов, «освещаемых» лепестками диаграмм направленности антенн, преимущественно из местностей с пересеченным рельефом, например гористых.

Пеленгование отдельных отражений в 1947—1948 гг. на частоте около 20 *Мгц* при направлении обзора от Москвы на юг производилось, в частности, на антенну с небольшой направленностью. Пеленги брались по минимуму. Вследствие широкой диаграммы направленности этой антенны значительное количество пеленгов попадало на район Черного моря; большая часть их относилась к Малой Азии и району горной суши восточнее Средиземного моря. Различие в направлениях прихода отражений

наблюдалось при работе на излучатель в виде горизонтального диапазонного вибратора или же ромбических антенн. В первом случае отражения приходили с различных сторон, обладая четким минимумом в направлениях, расположенных по оси вибратора. Во втором случае (ромбические антенны) отражения наблюдались лишь с сравнительно узкого сектора порядка

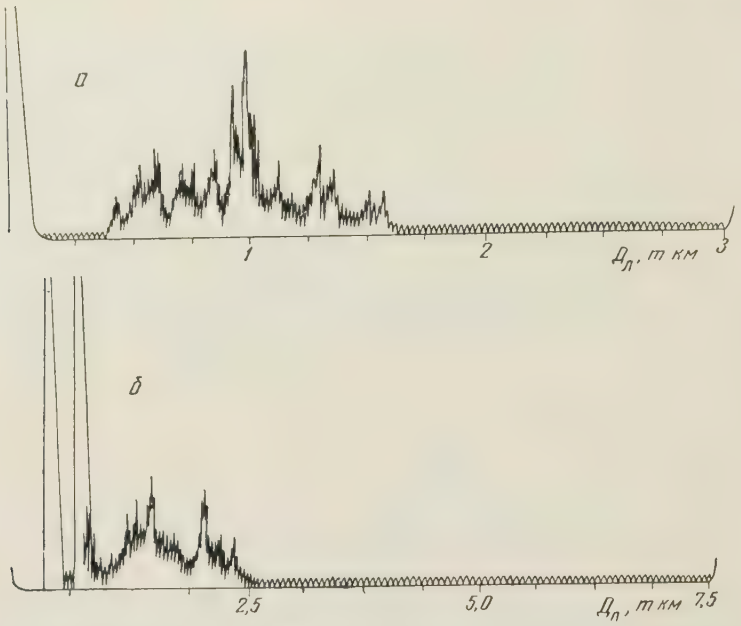


Рис. 8. Прямые и рассеянные сигналы, приходящие в освещаемую зону (1949 г.):

а — 14 декабря, 9 час 43 *мин*, $f = 16{,}2$ *Мгц*, прямой сигнал единичный; *б* — 5 декабря, 15 час 00 *мин*, $f = 15{,}06$ *Мгц*, прямой сигнал двойной

10—20° по максимумам амплитуд групп отражений в направлении освещения основным лепестком.

На рис. 9 показаны пеленги возвратных рассеянных отражений, полученные пеленгатором высокой точности в диапазоне 5,5—17 *Мгц* (1952 — 1953 гг.). На верхнем рисунке показаны пеленги максимумов групп отражений при работе передатчика на горизонтальный диапазонный вибратор; на нижнем рисунке — пеленги появления, максимумов и пропадания групп отражений. Передатчик работал на двойную горизонтальную ромбическую антенну.

Минимальные углы прихода рассеянных сигналов, рассчитанные по дальности по лучу при возвратном наклонном зондировании и высотам отражений, по высотно-частотным характеристикам и кривым передачи, составляли около 5—10°. Изменение углов прихода рассеянных отражений по дальности и суточный ход углов для осени и весны показаны на рис. 10.

6. Дальности, с которых наблюдались возвратно-рассеянные сигналы, обычно достигали 2500—3000 *км* при мощностях передатчиков порядка нескольких киловатт и антеннах в виде горизонтального диапазонного вибратора или двойной ромбической (1947—1959 гг.). Часто, особенно по ночам в осенне-зимний период, дальности достигали 6000 *км* и даже более (1949—1959 гг.).

При передатчиках большей мощности, работавших на антенны с большим усилением, наблюдались дальности порядка 10—12 тыс. *км* и более, как это указано, в частности, в работах К. М. Косикова и Б. И. Осетрова [6—8], включая кругосветное эхо.

На рис. 11 показаны отражения, приходившие с дальностей до 5—6 тыс. *км* (*а* — 30 января 1950 г., 2 *час* 40 *мин*, $f=5$ *Мгц*, *б*—7 декабря 1950 г., 20 *час* 50 *мин*, $f=9{,}8$ *Мгц*). Отражения на первом и втором скачках часто наблюдались раздельно (рис. 11, *б*). Нередко наблюдались и отражения с еще бо́льших дальностей, порядка 7—8 тыс. *км* и более. Так, например, в течение 17 суток

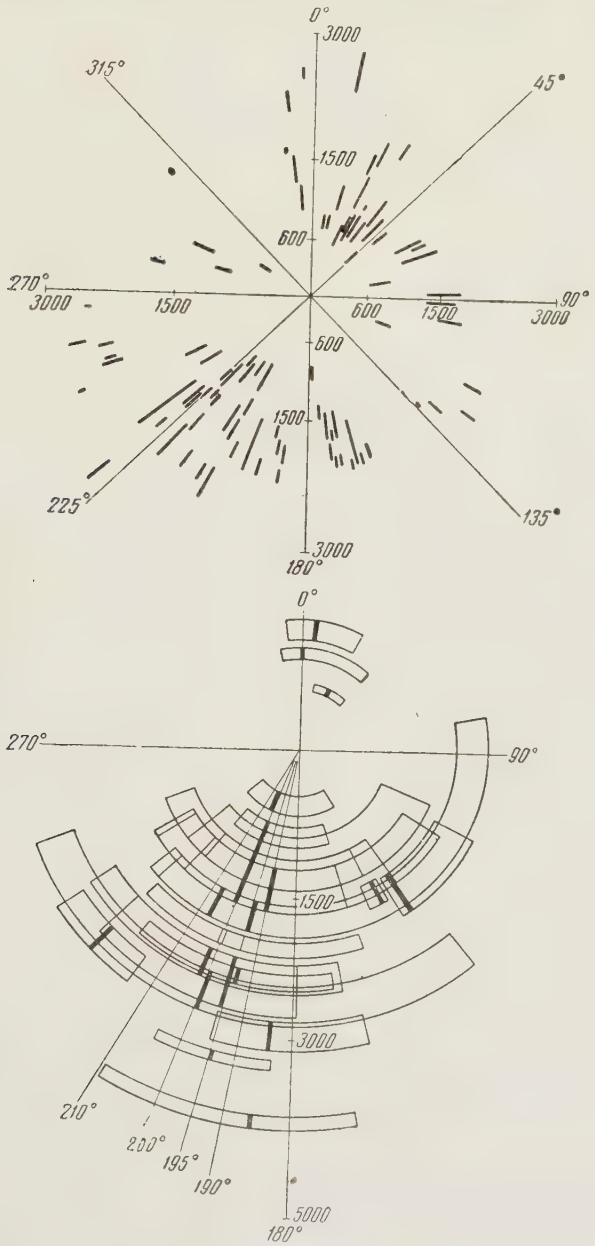


Рис. 9. Пеленги групп отражений, их протяженность по дальности $Д_л$

оября—декабря 1949 г. за время наблюдений от 18 до 8 *час* на частотах от до 16 *Мгц* дальности отражений свыше 5—6 тыс. *км* и более имеют место 30—50% случаев, а дальности в 7—8 тыс. *км* — в 5 — 10% случаев.

7. Анализ возвратно-рассеянных сигналов, в том числе и от следов ме-оров, дает некоторые данные о направленности антенн как в горизонталь-й, так и в вертикальной плоскости.

Дальняя граница группы отражений, естественно, зависит от характера диаграмм направленности антенн. Так, при ромбической антенне эта граница значительно дальше, чем при вибраторе (например около 3000 *км* вместо 1800 *км*).

8. Анализ результатов систематических наблюдений при возвратном наклонном зондировании позволил выявить наиболее характерные виды ди-

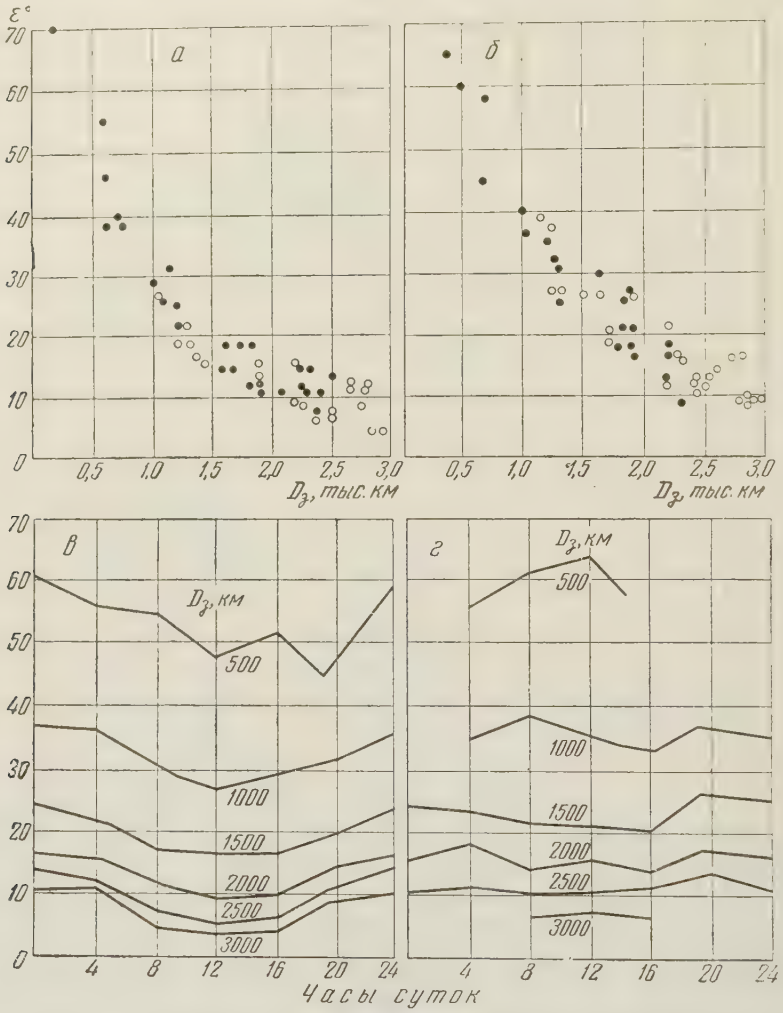


Рис. 10. Изменение углов прихода рассеянных стражений по дальности:

а — осень, 5 ноября 1952 г.; *б* — весна, 8 мая 1953 г.; суточный ход углов: *в* —5 ноября 1952 г.; *г* — 8 мая 1953 г. (●—по ближним и ○ — по дальним границам групп отражений)

станционно-частотных характеристик (ДЧХ) подобно высотно-частотным характеристикам при вертикальном зондировании [9] и вероятность того или иного вида их в суточном и сезонном ходе (1952—1954 гг. и частично 1947—1951 гг.). На рис. 12 показан пример дистанционно-частотной характеристики, снятой 4 сентября 1949 г. в период 18 *час* 00 *мин* — 18 *час* 50 *мин*. Цифры на ДЧХ указывают отношение сигнал/помеха в максимуме группы отражений.

На рис. 13 показаны некоторые типичные дистанционно-частотные характеристики и освещенные зоны. Характеристика *1* соответствует радиолучу с отражением от области F; *2* — с отражением от области E, E_c; *3* — от неоднородностей в ионосфере. Характеристика *4* связана с двухскачковым распространением или с расщеплением и другими случаями многопутного

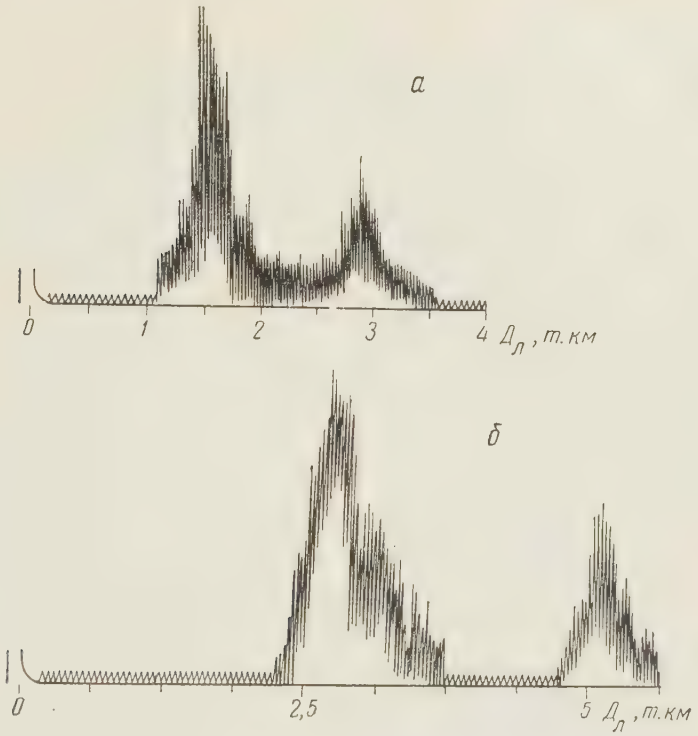


Рис. 11

Рис. 11. Рассеянные отражения с больших расстояний

Рис. 12. Дистанционно-частотная характеристика

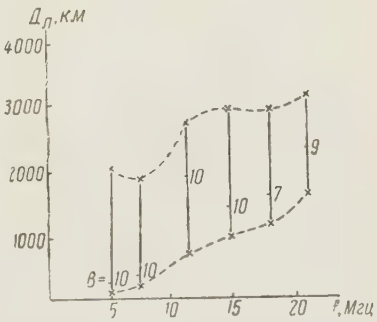


Рис. 12

распространения луча. Характеристика *5* соответствует условиям отражения, которые заметно изменяются по длине трассы, и, наконец, *6* характеризует отсутствие в ионосфере условий регулярного отражения (неоднородности, большое поглощение и др.). Добавим, что состояние ионосферы может быть и таким, что при имеющейся радиоаппаратуре отражения не обнаруживаются вовсе.

9. Рассмотрение дальних границ групп отражений, полученных за длительный период систематических наблюдений (1947—1954 гг.), показывает, что характер изменения этих границ, суточный, частотный, сезонный ход хорошо согласуются с характером изменения величины поглощения на трассе [10]. Бо́льшие дальности наблюдались при меньшем поглощении, ночью и на более высоких частотах.

Изменение дальней границы отражений в зависимости от времени суток для различных частот и от частоты к частоте (поглощение) показано на рис. 14—17.

Резкое уменьшение дальних границ от ночи ко дню и увеличение от дня к ночи отчетливо видно на рис 14. Днем дальняя граница с повыше-

нием частоты, равно как и периоды времени с большими дальностями, увеличивается.

Примеры изменения медианных значений ближних и дальних границ отражений, освещенных зон по частотам и в суточном ходе за месяц приведены на рис. 15—17. На рис. 15 показана освещенная зона в координатах дистанционно-частотной характеристики. Можно видеть, что на низких частотах дальняя граница располагается заметно ближе, чам на более высоких частотах. Известную роль в этом, естественно, играет изменение (в зависимости от частоты) диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости, а при дальностях около 3000 *км* — ограничение геометрическим горизонтом.

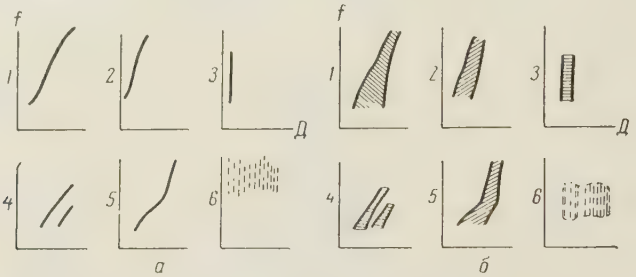


Рис. 13. Типичные виды дистанционно-частотных характеристик (*а*) и освещенных зон (*б*)

На рис. 16 представлен суточный ход освещенной зоны на заданной частоте. Ближняя граница изменяется в соответствии с изменением максимальной применимой частоты, а дальняя — в зависимости от поглощения.

На рис. 17 можно видеть суточные ходы ближних и дальних границ групп отражений для различных частот. Характерно значительно большее

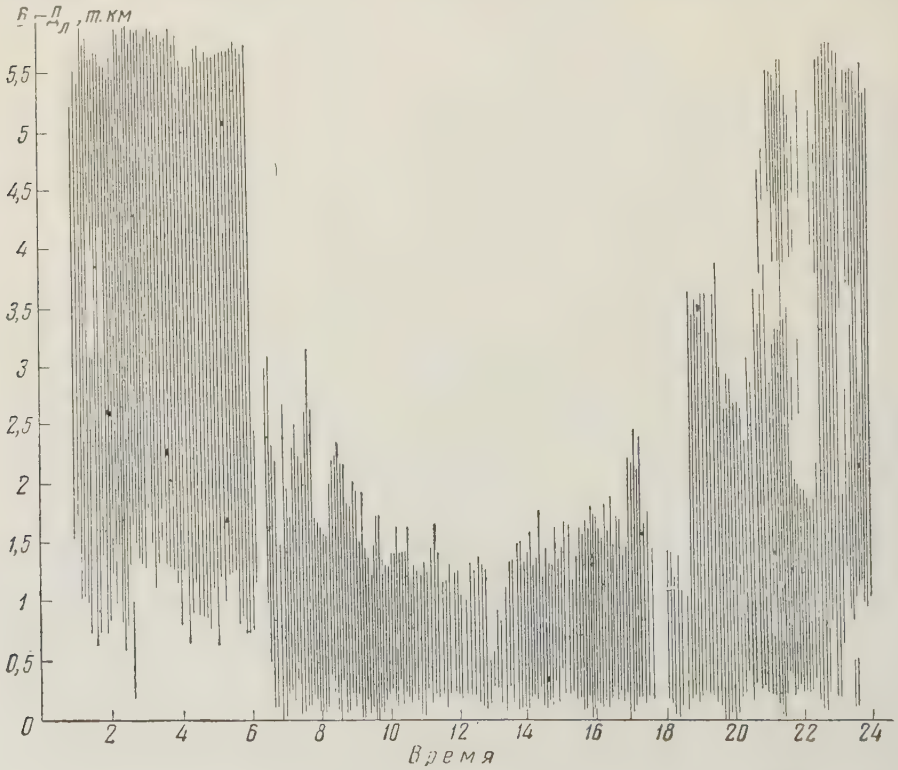


Рис. 14. Изменение дальней границы групп отражений в течение суток, $f = 7{,}735$ *Мгц*, 18 сентября 1949 г.

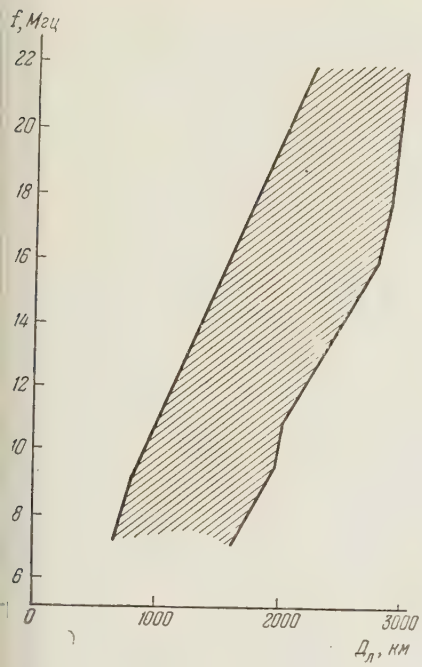


Рис. 15

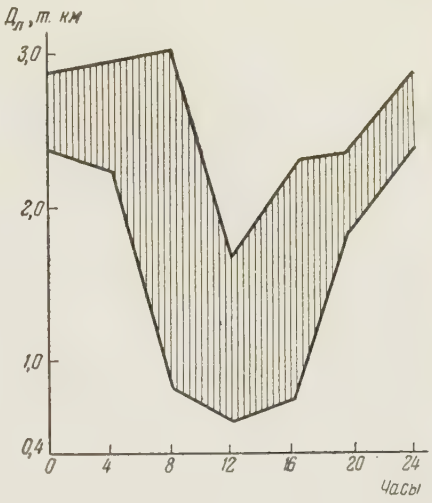


Рис. 16

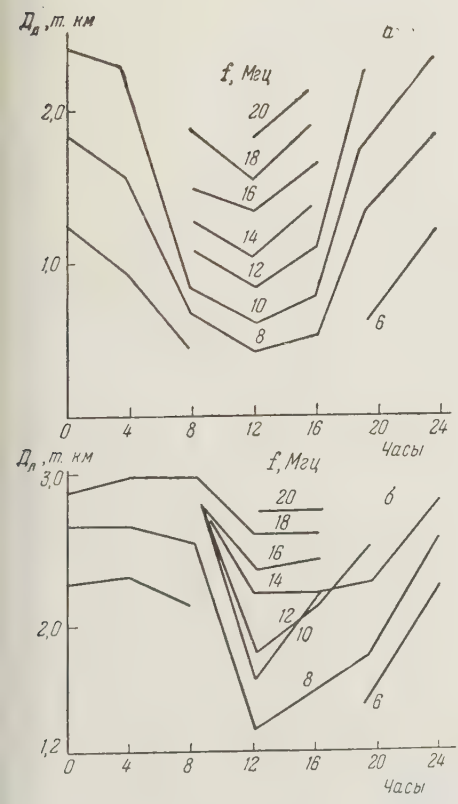


Рис. 17

Рис. 15. Медианные значения ближних и дальних границ групп отражений (освещенных зон), 1953 г., днем (зима)

Рис. 16. Суточный ход ближних и дальних границ групп отражений (освещенных зон, 1953 г.); $f=10$ *Мгц* (зима)

Рис. 17. Суточный ход ближних (*а*) и дальних (*б*) границ групп отражений для различных частот, зима, 1953 г.

изменение дальних границ от ночи ко дню для более низких частот, главным образом вследствие большего поглощения на низких частотах.

10. Различного рода наблюдения за дальними рассеянными отражениями позволили охватить весь 11-летний цикл солнечной активности (1947—1958 гг., максимум — максимум) или два полуцикла (первый — максимум — минимум, 1947—1953 гг. и второй — минимум — максимум, 1953—1958 гг.).

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНЕГО КОРОТКОВОЛНОВОГО РАССЕЯНИЯ ЗА РУБЕЖОМ

В Англии наблюдения дальнего коротковолнового рассеяния начались в 1926 г. и продолжались в 1932—1944—1948 гг. (Эккерслей с сотрудниками). После экспериментального обнаружения дальнего рассеяния Эккерслей утверждал, что источник этого явления — область *E* ионосферы, а рассеяние, вызываемое Землей, практически обнаружить нельзя [11—13].

Первое почти правильное объяснение причин дальнего коротковолнового рассеяния было опубликовано за рубежом лишь в 1949 г. [14]. Высказанное в этот период в иностранной печати предположение, что источником подобного рассеяния может служить Земля [15], не получило поддержки. Несмотря на опубликование работы [14] и появление затем других работ [16—21], дискуссия в зарубежной печати о причинах, вызывающих дальнее коротковолновое рассеяние, длилась вплоть до самого последнего времени (1958 г.).

Все опубликованные за рубежом за 25—30 лет работы по дальнему коротковолновому рассеянию можно подразделить на несколько периодов.

О б н а р у ж е н и е к о р о т к о в о л н о в о г о р а с с е я н и я и е г о п е р в ы е и с с л е д о в а н и я. В течение 1926—1930 гг. было установлено, что ряд явлений, наблюдавшихся при распространении коротких волн на большие расстояния, как, например, прием сигналов в мертвой зоне, специфические искажения телеграфных и телефонных радиосигналов, ошибки при пеленговании, не подтверждают принятой ранее строголучевой трактовки распространения.

В период 1927—1949 гг. велись длительные разносторонние исследования явления, но с ошибочным объяснением его основы. Оно приписывалось рассеянию в ионосфере, главным образом в области *E*.

Это неверное утверждение не позволило исследователям на Западе придти к тем существенным научным и практическим выводам, которые были сделаны в 1946—1947 гг. в СССР. Почти правильное объяснение причин явления было опубликовано лишь в 1949 г. (Беннер [14]). Беннер указал, в частности, на возможности использования явления рассеяния для определения максимальных применимых частот на трассах коротковолновых радиосвязей. Практически этот метод стал применяться в СССР в 1949 г., а в США лишь через 2—3 года — с 1951—1952 гг. [22].

Основные исследования явления в этот период на Западе вел Эккерслей с сотрудниками (Миллингтон, Кокс). Главной задачей этих исследований было выяснение истинной физической причины дальнего коротковолнового рассеяния.

Описывая неоднократно подтвержденные и исследованные позднее признаки рассеяния от Земли, основанные на очень большом количестве экспериментов, проводившихся в течение ряда лет, Эккерслей продолжал утверждать, что это рассеяние можно объяснить **только** (подчеркнуто мной—Н. К.) рассеянием в области *E* ионосферы на пути радиолуча к Земле.

Несмотря на эту неверную трактовку физической основы рассеяния, Эккерслей все же еще в 1940 г. правильно указал, что без учета дальнего коротковолнового рассеяния нельзя достаточно полно анализировать работу коротковолновых радиолиний большой протяженности [11—12].

Рассеяние радиоволн в области *E* ионосферы хотя и не играло той роли, которую приписывал ему Эккерслей из-за значительно меньшей интенсив-

ности и иной направленности, чем рассеяние от Земли, все же в последнее время легло в основу нового вида распространения — так называемого рассеянного распространения вперед [2].

В работе [15] высказано предположение, что рассеяние, может быть, создается и Землей. Однако вплоть до 1949—1950 гг. это предположение так и не получило подтверждения, и по-прежнему на Западе преобладала теория Эккерслея о рассеянии в ионосфере [13].

Признание на Западе коротковолнового рассеянного отражения от Земли. За последнее десятилетие (1949—1959 гг.) появилось немало работ [14—34], в которых основная причина дальнего коротковолнового рассеяния уже объяснялась правильно и устанавливался ряд закономерностей и особенностей этого явления. За эти годы дальнее коротковолновое рассеяние изучалось значительным числом различных организаций на Западе и в США. В уже упомянутой работе [14] вопрос о физической причине рассеяния трактовался иначе, чем в работах Эккерслея. Предлагая выбирать максимальные применимые частоты на основе данных о дальнем рассеянии, Беннер указывал, что передний край фигуры рассеянных отражений создается отражениями, источником которых являются ионизированные облака в области E ионосферы, а максимум этой фигуры образуют рассеяния, источником которых является Земля.

В [18] описано применение радиомаяка — ответчика для исследований распространения радиоволн, наклонно падающих на ионосферу. Авторы указывали, что этот же метод может успешно применяться и для определения источников рассеянных отражений. В других работах [21—23] приводились данные по круговому обзору, влиянию рассеяния на точность пеленгования и отмечалось важное значение этого обстоятельства.

Практическое применение коротковолнового рассеяния. С 1953 г. началось использование явления дальнего коротковолнового рассеяния и продолжались дальнейшие исследования, основанные уже на учете соотношения интенсивности рассеяния, вызываемого Землей и ионосферой.

Дальнее коротковолновое рассеяние стало использоваться для выбора рабочих частот коротковолновой связи, исследования и наблюдения за состоянием ионосферы. В порядке дальнейших исследований в США была создана установка COZI («индикатор зоны связи», 1953 г.); исследования вели Национальное бюро стандартов США, ионосферная станция в Слоу (Англия) и другие организации [24—34].

В обзоре по исследованию распространения радиоволн, составленном сотрудниками ионосферной станции в Слоу (1954 г.), указывалось, что использование явления рассеяния от поверхности Земли и применение остронаправленных вращающихся приемных антенн позволили вести исследования ионосферы и условий распространения коротких волн на площади радиусом около 5000 *км* вокруг Слоу.

Хесс [25] наблюдал коротковолновое рассеяние при исследовании кругосветного эхо.

Зильберштейн в 1953 г. высказал предположение, что диффузные отражения можно использовать для прогноза возмущений в ионосфере.

Димингер в 1954 г. отметил, что при благоприятных условиях наблюдались сигналы, рассеянные с расстояния порядка 20 000 *км*.

Во второй половине 1959 г. и в начале 1960 г. в США были опубликованы сообщения о разработке «сверхдальней» радиолокационной станции, использующей явление дальнего коротковолнового рассеяния [35—38].

Результаты, полученные исследователями на Западе, вкратце были таковы.

1. Поле дальнего коротковолнового рассеяния от Земли составляет в среднем сотые доли от поля в зоне порядка 2000—3000 *км*, освещаемой прямым радиолучом. Поскольку передатчики мощностью в несколько

киловатт и более создают в указанной выше зоне, особенно при работе на направленные антенны, напряженности поля прямого луча порядка десятков и сотен микровольт/метр и более, можно считать, что величина $E_{рас}$ достигает нескольких микровольт/метр и более. Такие напряженности поля вполне достаточны для уверенного приема современными радиоприемными устройствами, даже при ненаправленных антеннах.

Рассеяние в определенных условиях регистрировалось и на расстояниях порядка 5000—6000 *км* и более.

2. Поле рассеяния от Земли наблюдается систематически, причем технические данные передающих и приемных устройств, применявшихся при исследованиях, не являлись уникальными.

3. Возвратное рассеяние, вызываемое ионосферой, также наблюдалось в ряде случаев, но на меньших расстояниях, чем рассеяние от Земли, а приведенное по дальности к рассеянию от Земли рассеяние от ионосферы имеет меньшую интенсивность.

4. В ряде случаев наблюдались сложные картины отражений, анализ которых пока еще сопряжен с значительными трудностями.

Рассеяние от Земли происходит как на суше, так и на море, океане. Оно более интенсивно от районов с пересеченным рельефом (гористая местность).

5. Рассеяние происходит преимущественно с направления излучения, от областей Земли, освещаемых прямым радиолучом, с направления передачи и приема антенн, однако для повышения вероятности прихода отражений именно с заданного направления необходимо применять антенны с узкими диаграммами направленности при минимальной лепестковости.

6. На основе использования современной аппаратуры, антенн, методов, специальной селекции и накопленных знаний в области распространения и рассеяния радиоволн на большие расстояния (из-за отражений как от ионосферы, так и от Земли) удалось получить положительные результаты в обнаружении запусков баллистических ракет и низколетящих целей далеко за пределами горизонта.

Первые опыты в этом направлении начались более 10 лет назад.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дальнее коротковолновое рассеяние, вызываемое Землей, представляет собой новую область радиофизики и практической радиотехники; оно может быть использовано для повышения эффективности коротковолновых линий радиосвязи, а также и в ряде других научных и практических областей радиотехники.

Наиболее широко явление дальнего коротковолнового рассеяния в настоящее время используется в методе возвратного наклонного зондирования, при помощи которого получают данные об условиях прохождения радиоволн на дальних коротковолновых линиях связи (в основном пока для определения максимальных применимых частот).

Вторым направлением является так называемая «ионосферная» радиолокация, причем, как указывается в литературе, эта область отнюдь не ограничивается военным направлением исследований.

Используя возвратное наклонное зондирование, можно получать данные о том, от каких областей ионосферы (F, E, E_c) происходит отражение радиоволн, каково поглощение их на трассе (порядок напряженности поля в освещаемой зоне), какие искажения возможны на тех или иных частотах при кратковременных импульсах.

Возможно также получение некоторых данных о реальной направленности антенн в вертикальной и горизонтальной плоскостях, о ближних (до 500—1000 *км*) в прямом радиолуче и дальних (1000—3000 *км*) в радиолуче, отраженном от ионосферы, метеорах и других более или менее кратковременных ионизированных образованиях.

Учет дальнего коротковолнового рассеяния позволяет существенно уточнить расчет коротковолновых радиолиний, и в частности, влияние

того рассеяния на величину напряженности поля в освещаемой зоне, зависимости от рассеивающей способности земной поверхности при промежуточных отражениях (горные массивы, пустыни, океаны и др.).

Могут быть уточнены пути распространения радиоволн, зоны полезного и мешающего действия радиостанций, а в некоторых случаях повышена точность радиопеленгования.

Сказанного достаточно для иллюстрации того вывода, что при широко развитой мировой сети дальних коротковолновых радиолиний и с учетом интересов радиофизики, физики атмосферы и космического пространства, также требований практики, явлению дальнего коротковолнового рассеяния, его исследованию, учету и применению нужно уделять значительное внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Казанцев, Радиотехника и электроника, 1957, **2**, 11, 1360.
2. А. Н. Казанцев, О рассеянном распространении радиоволн в ионосфере. Вопросы дальнего распространения УКВ. Научно-техн. общество радиотехники и электросвязи им. А. С. Попова, Связьиздат, 1959, стр. 7—16.
3. В. Н. Кессених, Тр. Сибирского физико-технического института, 1959, вып. 37, стр. 10.
4. Н. И. Кабанов, Дальнее коротковолновое рассеяние от Земли, 1946—1958 гг., Докл. к IX Пленарной Ассамблее МККР, апрель 1959.
5. Бюллетень изобретений Комитета по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР, 1959, № 19, стр. 8.
6. К. М. Косиков, Радиотехника, 1957, **12**, 7, 79.
7. Б. И. Осетров, Радиотехника, 1958, **13**, 12, 3.
8. К. М. Косиков, Электросвязь, 1959, 7, 10.
9. В. Н. Кессених, Распространение радиоволн, ГТТИ, 1952, стр. 362—367.
10. А. Н. Казанцев, Тр. ИРЭ АН СССР, 1956, 2, стр. 3—186.
11. T. L. Eckersley, Nature, 1939, **143**, 3610, 33.
12. T. L. Eckersley, J. Inst. Electr. Engrs, 1940, **86**, 522, 548.
13. T. L. Eckersley, J. Millington, J. W. Cox, Nature,1944, **154**, 3881, 341.
14. A. N. Benner, Proc. I. R. E., 1949, **37**, 1, 44.
15. C. F. Edwards, K. G. Jansky, Proc. I. R. E., 1941, **29**, 6, 322.
16. A. M. Peterson, J. Geophys. Res., 1949, 54, 3, 284.
17. W. L. Hartspield, S. W. Ostrow, R. Silberstein, J. Res. Nat. Bur. Standards, p. II, 1950, 44, 2.
18. J. T. de Bettencourt, H. Klemperer, Proc. I. R. E., 1950, **38**, 7, 791.
19. T. Könо, Rept Ionosphere Res. Japan, 1950, 4, 3, 125; 1950, 4, 4, 189.
20. A. M. Peterson, J. Geophys. Res., 1951, **56**, 2, 221.
21. W. Dieminger, Proc. Phys. Soc. B, 1951, 64, 374, 142.
22. L. C. Edwards, Electronics, 1953, **26**, 8, 152.
23. O. G. Villard, A. M. Peterson, L. A. Manning, Proc. I. R. E., 1952, **40**, 8, 992.
24. W. L. Hartspield, R. Silberstein, Proc. I. R. E., 1952, **40**, 12, 1700.
25. H. A. Hess, Funk und Ton, 1954, 8, 6, 283.
26. S. N. Mitra, V. C. Jyengar, Indian J. Phys., 1954, **37**, 4, 147.
27. Документы США, Англии, ФРГ, Японии к VIII Пленарной Ассамблее МККР, 1956, № 81-Е, 91-Е, 97-Е, 106-Е, 125-Е, 246-Е, 326-Е, 425-Е.
28. А. М. Петерсон, Обратное рассеяние радиоволн в ионосфере, Тр. МГГ, ч. IV, 1957, Нью-Йорк, Лондон, Париж.
29. O. G. Villard, S. Stein, J. Geophys. Res., 1957, **62**, 2, 399.
30. A. F. Wilkins, E. D. R. Shearman, J. Brit. Instn Radio Engrs, 1957, **17**, 11, 601.
31. H. U. Wildel, Arch. elektr. Übertrag., 1957, **2**, 11, 429.
32. Discussion on the above four papers before the radio and telecommunication section, 31 st october, 1955, Proc. I. E. E. B, 1956, **103**, 8, 232.
33. A. M. Peterson, R. D. Egan, D. S. Pratt, Proc. I. R. E., 1959, **47**, 2, 300.
34. B. Beckmann, K. Vogt, NTZ, 1959, H. 8, 419.
35. Interavia Air Letter, 1959, 4294, 5.
36. Philip J. Glass, Aviat. Week, 1959, **17**, 7, 33.
37. Interavia Air Letter, 1960, 4420, 7.
38. British Communs and Electronics, 1960, **7**, 3, 167.

Поступила в редакцию
10 X 1959

ОТ РЕДАКЦИИ

Редакцией получено нижеследующее письмо от Комитета по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР:

«Комитет по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР в соответствии со ст. 28 «Положения об открытиях, изобретениях и рационализаторских предложениях» объявляет о том, что им зарегистрировано открытие, заявленное гр. Кабановым Н. И. 15 марта 1947 года.

Формула открытия: «Радиоволны, отраженные от ионосферы, при падении на землю частично рассеиваются ее поверхностью, причем некоторая доля рассеянной энергии возвращается к источнику излучения, где и может быть зарегистрирована».

Регистрация открытия может быть опротестована в порядке и в сроки, установленные пунктами 44—46 «Положения об открытиях, изобретениях и рационализаторских предложениях».

1960 № 10

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ВЕНТИЛЕЙ НА *H*-ВОЛНОВОДЕ

Н. М. Ковтун, А. И. Терещенко

Рассматривается влияние размеров *H*-волновода на характеристики резонансного ферритового вентиля.

Показано, что вентильное отношение вентиля на *H*-волноводе в случае расположения ферритовой пластины в месте, обеспечивающем минимум прямых потерь, зависит от размеров выступов *H*-волновода. При определенных размерах выступов вентильное отношение достигает максимального значения. Это соответствует случаю, когда положения феррита, соответствующие минимуму прямых и максимуму обратных потерь, совпадают. Максимальное вентильное отношение в *H*-волноводе больше вентильного отношения вентиля, выполненного на прямоугольном волноводе.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широко распространены волноводы сложной формы поперечного сечения, в частности *П*- и *H*-волноводы. Такие волноводы, как известно, имеют более длинную критическую волну, более низкое характеристическое сопротивление и обладают большей полосой, в которой можно работать на колебаниях основного типа, чем обычный прямоугольный волновод сопоставимых размеров.

Указанные преимущества *П*- и *H*-волноводов позволяют использовать их как линии передачи, работающие на основном виде колебаний в широком диапазоне частот [1], как согласующие или переходные элементы в волноводно-коаксиальных соединениях [2], как элементы фильтров, широкополосные перестраиваемые объемные резонаторы и т. д.

Широкополосные свойства *H*-волноводов полезны также при создании ферритовых вентилей, использующих различие в затухании прямой и обратной волн в области ферромагнитного резонанса. У волноводных ферритовых вентилей ширина полосы ограничена как в отношении обратного затухания, так и в отношении вносимых потерь. Эта ограниченная ширина полосы, в которой обеспечивается необходимая величина обратных потерь, определяется формой резонансной кривой поглощения феррита, с одной стороны, и зависимостью электрической длины феррита от частоты — с другой. Решением задачи о расширении полосы по обратному затуханию является использование ферритов с широкой кривой поглощения, а также использование диэлектрика или нескольких ферритов, работающих на разных частотах по принципу расстроенных контуров [3].

Ширина полосы, в которой обеспечивается необходимая величина прямых потерь, определяется изменением структуры поля в феррите, вызываемым изменением характера поля в волноводе в зависимости от частоты (за счет влияния металлических стенок волновода) и изменением параметров феррита. Последний фактор сказывается относительно мало, и поэтому изменение прямых потерь, в основном, зависит от изменения структуры поля в волноводе. Постоянство структуры поля в феррите достигается применением диэлектрика [3] или использованием широкополосного волновода, работающего на частотах, значительно выше критической [4].

В таких волноводах вентильное отношение значительно увеличено по сравнению с прямоугольными волноводами [5]. Однако до настоящего времени в литературе не приведено каких-либо исследований по данному вопросу. Интересно поэтому выяснить причины, вызывающие увеличение вентильного отношения, и установить связь между широкополосностью волновода и характеристиками резонансного вентиля. В настоящей работе исследована зависимость затухания прямой и обратной волн, а также вентильного отношения вентиля на H-волноводе от размеров волновода, а следовательно широкополосности его.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Рассмотрим волновод H-образной формы поперечного сечения, в котором ферритовая пластина расположена параллельно узкой стенке волновода и намагничена вдоль оси z (рис. 1). Для такого волновода трансцендентное уравнение относительно постоянной распространения дано в работе [6] (формула (17)).

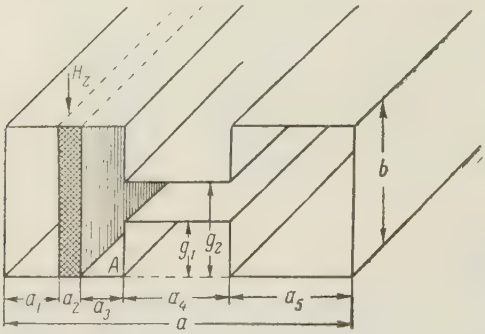


Рис. 1

Решение этого уравнения в области ферромагнитного резонанса будем искать для очень тонких ферритовых пластин методом последовательных приближений, разлагая постоянную распространения χ в ряд по малому параметру a_2 ($a_2 \ll a$):

$$\chi_{\pm}(a_2) = \chi(0) + \left[\frac{\partial \chi}{\partial a_2}\right]_{\substack{a_2=0 \\ \chi=\chi_0}} a_2 + \ldots, \tag{1}$$

где $\chi_{\pm}(a_2)$ — постоянная распространения волны в H-волноводе с тонкой намагниченной ферритовой пластиной; $\chi(0) = \chi_0$ — постоянная распространения волны в том же H-волноводе без феррита.

Учитывая, что $k = k' - ik''$; $\mu = \mu' - i\mu''$; $\chi = \chi' - i\chi''$, можно получить следующее выражение для определения величины затухания в таком волноводе:

$$\chi''_{\pm} = \left[A\left(\frac{\mu_{\perp}}{\mu_0}\right)'' + B\left(\frac{\mu_0}{\mu}\right)'' \mp C\left(\frac{k}{\mu}\right)''\right] a_2, \tag{2}$$

где A, B и C — функции a_1, a_3, a_4, a_5 и λ_0; λ_0 — длина волны в свободном пространстве.

Выражение (2) позволяет исследовать зависимость постоянных затухания прямой (χ_+) и обратной (χ_-) волн от положения ферритовой пластины в волноводе (a_1), ее параметров, параметров волновода (a_4/a, a_5/a, g/b), а следовательно, и от критической частоты, поскольку последняя зависит от a_4/a, a_5/a и g/b.

Кривые рис. 2 показывают зависимость потерь прямой и обратной волн от положения феррита в волноводе для различных отношений g/b (поле H соответствует резонансному значению). Штриховые линии соответствуют прямоугольному волноводу сопоставимых размеров (a и b). Как видно из рис. 2, характер зависимости прямых и обратных потерь в H-волноводе такой же, как и в прямоугольном волноводе. Интересно, что положение феррита, соответствующее минимуму прямых потерь (на рис. 2 a_0), в H-волноводе и в прямоугольном волноводе одинаково и не зависит от g/b. Что же касается положения феррита, соответствующего максимуму обратных потерь, то оно смещается к середине волновода с уменьшением отношения g/b (критической частоты). При некотором отношении g/b это положение совпадает с a_0.

На рис. 3 приведена зависимость вентильного отношения от g/b при расположении феррита, обеспечивающем минимум прямых потерь. Из графика видно, что вентильное отношение с уменьшением g/b возрастает, достигает максимума, а затем резко уменьшается. Максимальное значение

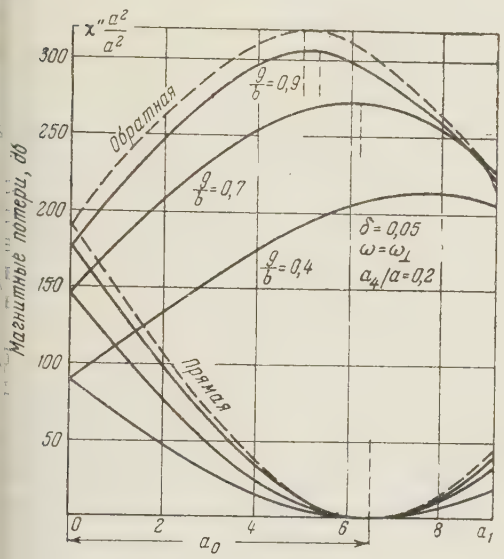


Рис. 2

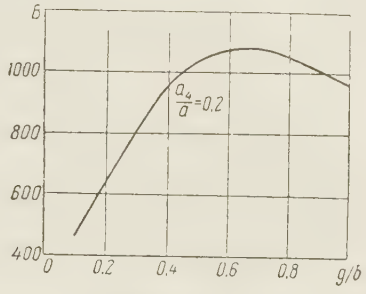


Рис. 3

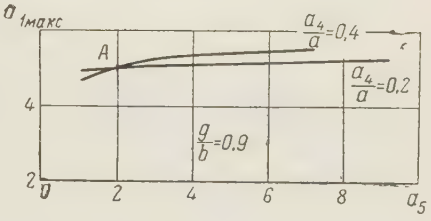


Рис. 5

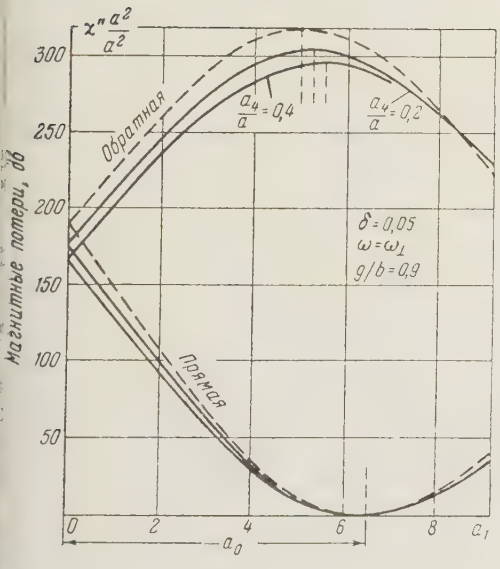


Рис. 4

вентильного отношения соответствует критической частоте H-волновода, равной 0,6 значения критической частоты прямоугольного волновода. Из рис. 2 и 3 следует, что максимум вентильного отношения соответствует значению g/b, при котором положения феррита, соответствующие минимуму прямых и максимуму обратных потерь, совпадают.

Зависимость прямых и обратных потерь от положения ферритовой пластины в волноводе для различных значений a_4/a представлена на рис. 4. Ширина выступа (a_4) также смещает положение феррита, соответствующее максимуму обратных потерь, но влияет на это смещение значительно меньше, чем g/b. Что же касается величины a_0, то она и в этом случае остается неизменной.

Так как параметр a_4/a незначительно влияет на положение ферритовой пластины, соответствующее максимуму обратных потерь, то всегда можно выбрать такую ширину выступа a_4, при которой a_0 будет равно расстоянию от стенки волновода до выступа (до точки A на рис. 1). В этом случае пластина имеет непосредственный контакт с волноводом и поэтому лучше охлаждается. Кроме того, проще осуществляется крепление феррита к волноводу.

Отметим, что все расчеты производились для симметричного H-волновода, т. е. волновода, в котором выступ расположен симметрично относительно стенок.

На рис. 5 приведены кривые, показывающие влияние несимметричности волновода на смещение положения феррита, соответствующего максимуму обратных потерь, для $a_4/a = 0{,}2$; 0,4 и $g/b = 0{,}9$. Можно видеть, что несимметричность сдвигает положение феррита, соответствующее максимуму обратных потерь, в обратную сторону по сравнению с параметрами a_4/a и g/b. При некоторой несимметричности эти положения совпадают с положением феррита, соответствующим максимуму обратных потерь в прямоугольном волноводе (точка пересечения кривых). В этой точке критические частоты H-волноводов совпадают с критической частотой прямоугольного волновода. Слева от этой точки критические частоты H-волноводов больше, чем прямоугольного. Из кривых рис. 5 следуют также, что при небольших несимметричностях положение феррита, соответствующее максимуму обратных потерь, мало смещается относительно положения, соответствующего симметричному волноводу.

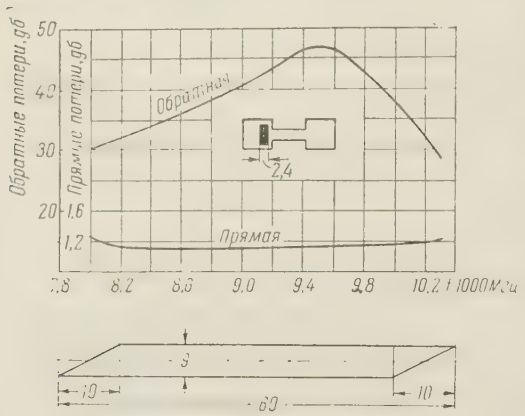


Рис. 6

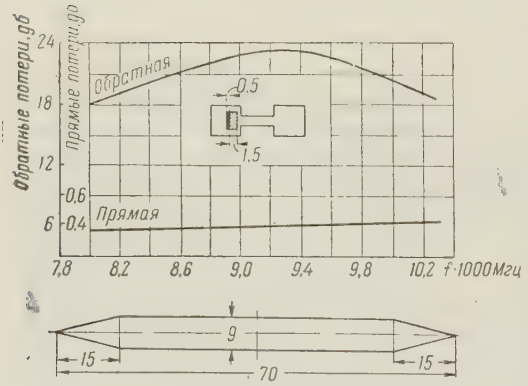


Рис. 7

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментально исследованы частотные характеристики вентиля, т. е. зависимость прямых и обратных потерь от частоты. Для экспериментов был взят H-волновод, в котором $a = 23$ *мм*; $b = 10$ *мм*, $a_4/a = 0{,}39$; $g/b = 0{,}43$. Для такого волновода критическая частота примерно в 1,6 раза меньше, чем у прямоугольного волновода сопоставимых размеров ($a = 23$ *мм*; $b = 10$ *мм*). Положения феррита, соответствующие минимуму прямых и максимуму обратных потерь, немного не совпадают, но это различие меньше, чем в прямоугольном волноводе.

Характеристики вентиля с одной ферритовой пластиной показаны на рис. 6. Такой вентиль имеет обратные потери более 27 *дб* и прямые потери порядка 1,1—1,2 *дб* в диапазоне частот 8000—10 300 *Мгц*. С расширением диапазона в сторону меньших частот прямые потери резко возрастают, так как в этом случае отношение $f/f_{кр}$ меняется довольно быстро с изменением частоты. Вследствие этого происходит большее изменение структуры поля в феррите, что и вызывает увеличение прямых потерь. Широкополосность примененного H-волновода оказалась недостаточной для того, чтобы прямые потери оставались постоянными в широком диапазоне частот.

В связи с этим для улучшения диапазонных свойств вентиля был применен диэлектрик.

Характеристики вентиля с использованием диэлектрика в виде пласти-ы приведены на рис. 7. Там же указаны расположение и размеры феррит-а и диэлектрика. В диапазоне частот 8000—10 300 *Мгц* прямые потери стаются практически постоянными и составляют примерно 0,4 *дб*. Вен-ильное отношение в такой полосе частот не хуже 45.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлена зависимость характеристик вентиля от размеров *H*-волно-ода, а следовательно, от его критической частоты. При определенной ве-ичине $f_{кр}$ вентильное отношение становится максимальным. В этом слу-ае вентиль на *H*-волноводе имеет значительно бо́льшую ширину полосы, ем вентиль на прямоугольном волноводе. При соответствующих разме-ах a_4 и a_5, мало влияющих на величину вентильного отношения, можно асположить феррит непосредственно возле выступа волновода, что весьма ыгодно с технологической точки зрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Anderson, IRE Trans., 1955, **MTT-3**, 2—9.
2. Техника сверхвысоких частот, **1**, перев. с англ., Изд. Советское радио, 1952.
3. А. Л. Микаэлян, А. К. Столяров, Ферритовые волноводные вентили с использованием ферромагнитного резонанса, Радиотехника, 1957, **12**, 10, 17.
4. P. H. Vartanian, I. L. Melchor, W. P. Ayres, Broadbanding ferrite microwave isolators, Convent. Rec. I. R. E., 1956, Pt. 5, 79—83.
5. В. Г. Калина, Ферритовые волноводные вентили с повышенным вентильным отношением, Сб. Электроника, 1958, **9**, 138.
6. Н. М. Ковтун, Распространение электромагнитных волн в волноводах сложной формы поперечного сечения, содержащих поперечно намагниченную ферритовую пластину, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 9, 1426.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Кафедра физики СВЧ

Поступила в редакцию
26 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ИЗОТРОПНОМ ПЛАЗМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ

Г. А. Постнов

Рассмотрены вопросы распространения электромагнитной энергии в волноводе, заполненном изотропной плазмой, в предположении, что концентрация электронов меняется по сечению волновода. Получено строгое решение для случая плоского волновода; для круглого волновода — приближенное решение двумя различными методами, доведенное до численных результатов.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с тем, что за последнее время были описаны различные применения газоразрядной плазмы в технике СВЧ, интересно рассмотреть распространение электромагнитных волн в волноводах, заполненных плазмой. Во всех рассмотренных в литературе случаях предполагалось, что плазма с электронной концентрацией N распределена по сечению волновода равномерно. Такое предположение является идеализацией. В самом деле, если будем возбуждать плазму постоянным или высокочастотным разрядом, а распространяющаяся энергия СВЧ будет мала, во избежание нелинейных эффектов, то в плазменном волноводе установится динамическое равновесие: с одной стороны происходит процесс ударной ионизации под действием электрического поля, а с другой — объемная рекомбинация и диффузия на стенках. Последняя вызывает спад электронной концентрации к стенкам волновода. Поскольку плазменные трубки, заполняющие волновод, выполняются достаточно протяженными, то практически имеет значение лишь изменение концентрации в поперечном сечении. Было показано [1], что в случае круглого волновода концентрация меняется по закону $N(r) = N_0 J_0(2{,}4\ \frac{r}{a})$, где a — радиус волновода; N_0 — концентрация на оси.

Так как в плазме диэлектрическая проницаемость связана с концентрацией соотношением $\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}$, то отсюда следует, что в плазменном волноводе ε является функцией координат. Уравнения Максвелла для неоднородной среды имеют вид

$$\operatorname{rot}\vec{E} = jk\vec{H};\ \operatorname{rot}\vec{H} = -jk\varepsilon\vec{E}\ \text{(полагая } \mu = 1).$$

Подставляя одно уравнение в другое, получим

$$\Delta\vec{E} + k^2\varepsilon\vec{E} - \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{E} = 0. \tag{1}$$

Так как из условия квазинейтральности плазмы следует

$$\operatorname{div}(\varepsilon\vec{E}) = 0 \quad \text{или} \quad \varepsilon\operatorname{div}\vec{E} + \vec{E}\operatorname{grad}\varepsilon = 0,$$

то уравнение (1) можно переписать в виде

$$\Delta\vec{E} + k^2\varepsilon\vec{E} - \operatorname{grad}\left[-\frac{1}{\varepsilon}(\vec{E}\operatorname{grad}\varepsilon)\right] = 0. \tag{2}$$

Аналогично получим

$$\Delta\vec{H} + k^2\varepsilon\vec{H} + \frac{1}{\varepsilon}[\operatorname{grad}\varepsilon \operatorname{rot}\vec{H}] = 0. \qquad (3)$$

1. ПЛОСКИЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ВОЛНОВОД

Рассмотрим простейший случай плоского волновода, т. е. двух бесконечных проводящих пластин, между которыми находится плазма, у которой ε — функция лишь одной координаты, для определенности y. Поскольку для H-волны $\vec{E} = i\vec{E}_x e^{j(hz-\omega t)}$, волновое уравнение (2) можно записать в виде

$$\frac{d^2E_x}{dy^2} + (k^2\varepsilon - h^2)E_x = 0. \qquad (4)$$

Положим приближенно $N = N_0 \cos^2\frac{\pi y}{2b}$, где $2b$ — расстояние между пластинами. Перепишем уравнение (4) в виде

$$\frac{d^2E_x}{dy^2} + \left[(k^2 - h^2 - 2q_1) - 2q_1\cos\frac{\pi y}{b}\right]E_x = 0, \qquad (5)$$

где $q_1 = \pi e^2 N_0/mc^2$.

Это уравнение приводится к уравнению Матье

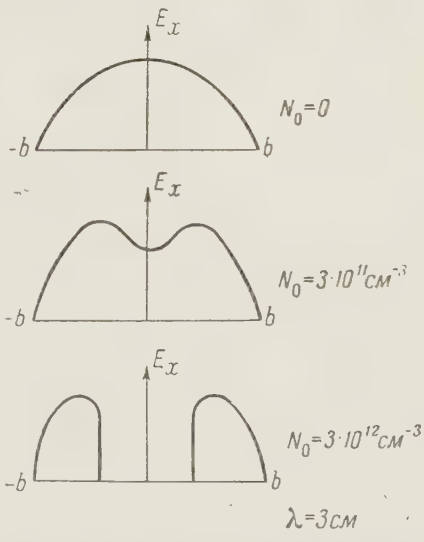
$$X'' + (A - 2q\cos 2z)X = 0,$$

если положить

$$A = \left(\frac{2b}{\pi}\right)^2(k^2 - h^2 - 2q);\quad z = \frac{\pi y}{2b};\quad q = \left(\frac{2b}{\pi}\right)^2\frac{\pi e^2 N_0}{mc^2}.$$

На него накладывается граничное условие $E_{x|y=-b,b} = 0$.

Очевидно, решение уравнения (5) должно быть периодической и четной функцией. Оно имеет вид $E_x = Cce_n(z,q)$, где n — нечетное число. При $y = \pm b$ $ce_n(\pi/2, q) = 0$, т. е. граничное условие удовлетворяется.



Таким образом, собственными функциями поля для плоского плазменного волновода являются функции Матье первого рода. По известным формулам можно определить и собственные значения, что позволяет найти постоянную распространения. Так, для $n = 1$ собственное значение имеет вид ряда $A = 1 + q - \frac{q^2}{8} - \ldots$, сходящегося при малых q. Для значений концентрации, соответствующих большим значениям q, собственные значения находят из таблиц. Так, например, для волновода, у которого $2b = 2{,}3$ *см* при длине волны $\lambda = 3$ *см* и концентрации плазмы $N_0 = 10^{11}$ *см*$^{-3}$, что соответствует $q = 0{,}06$, имеем $h^2 = 2{,}06$. Если рассчитать постоянную распространения для плоского волновода, заполненного однородной плазмой с концентрацией N_0, то для волны H_1 получим $h_0^2 = 1{,}83$. Это означает, что неравномерность концентрации уменьшает фазовую скорость в волноводе. Еще отчетливее это заметно при возрастании концентрации. При $N_0 = 10^{12}$ *см*$^{-3}$, т. е. $q = 0{,}6$, соответствующие значения постоянной распространения таковы: $h^2 = 1{,}34$; $h_0^2 = -0{,}55$.

На рисунке показано распределение электрического поля по сечению плоского волновода при разных значениях концентрации на оси N_0. Видно, что начиная с некоторого значения N_0 в середине волновода появляется провал поля.

2. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ВОЛНОВОД; ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ВОЛНЫ H_{01}

Обратимся к случаю цилиндрического волновода, для которого $\varepsilon = \varepsilon(r)$. Уравнения (2) и (3) упрощаются и принимают вид

$$\left.\begin{aligned} &\Delta E_r + k^2\varepsilon E_r - \frac{\partial}{\partial r}\left(-\frac{1}{\varepsilon}E_r\frac{d\varepsilon}{dr}\right) = 0,\\ &\Delta E_\vartheta + k^2\varepsilon E_\vartheta + \frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dr}\frac{\partial E_r}{\partial\vartheta} = 0,\\ &\Delta E_z + k^2\varepsilon E_z - \frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dr}jhE_r = 0, \end{aligned}\right\}$$

$$\left.\begin{aligned} &\Delta H_r + k^2\varepsilon H_r = 0,\\ &\Delta H_\vartheta + k^2\varepsilon H_\vartheta + \frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dr}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\vartheta) - \frac{1}{r}\frac{\partial H_r}{\partial\vartheta}\right] = 0,\\ &\Delta H_z + k^2\varepsilon H_z - \frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dr}\left(\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r}\right) = 0. \end{aligned}\right\}$$

Рассматривая E- и H-волны в волноводе, можно выразить все составляющие поля через E_z и H_z соответственно. Однако уравнения для этих составляющих достаточно сложны. В одном из случаев для волны H_{01} можно найти более простое решение. Воспользуемся тем, что в этом случае волновое уравнение для составляющей E_ϑ упрощается, и выразим через него решения остальных составляющих. Имеем

$$H_r = \frac{h}{k}E_\vartheta; \quad H_z = \frac{j}{k}\int_0^r [k^2\varepsilon + h^2]\,E_\vartheta dr.$$

Очевидно, граничное условие $\left.\frac{dH_z}{dr}\right|_{r=a} = 0$ выполняется при $E_\vartheta|_{r=a} = 0$. Это означает, что мы можем находить собственные значения для данной волны из уравнения

$$r^2\frac{d^2E_\vartheta}{dr^2} + r\frac{dE_\vartheta}{dr} + r^2\left[(k^2 - h^2) - 2qJ_0\left(2{,}4\,\frac{r}{a}\right)\right]E_\vartheta = 0 \qquad (6)$$

при граничном условии $E_\vartheta|_{r=a} = 0$.

Решаем его методом возмущения, считая параметр q малым. Запишем формально $k^2 - h^2 = g_0^2 + \beta_1 q + \beta_2 q^2 + \ldots$ и будем искать решение в виде

$$E_\vartheta(r) = J_0(g_0 r) + qc_1(r) + q^2c_2(r) + \ldots. \qquad (7)$$

Нетрудно видеть, что при $q = 0$ оно переходит в классическое решение для незаполненного волновода.

Подставим уравнение (7) в (6) и, приравняв коэффициенты при равных степенях q, получим систему дифференциальных уравнений для нахождения $c_n(r)$:

$$\left.\begin{aligned} &c_1'' + \frac{1}{r}c_1' + g_0^2c_1 = J_0^2(g_0r) - \beta_1J_0(g_0r),\\ &c_2'' + \frac{1}{r}c_2' + g_0^2c_2 = c_1J_0(g_0r) - \beta_1c_1 - \beta_2J_0(g_0r),\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Находя решения данных уравнений в виде сходящихся рядов, можем построить систему функций, аналогичных функциям Матье для прямоугольных координат. Однако это не входит в нашу задачу. Поэтому найдем решения системы (8) приближенно в виде комбинации бесселевых функций.

Ищем решение первого уравнения (8) в виде $c_1 = u(r) J_0(g_0 r)$. Оно принимает вид

$$u'' + u'\left[\frac{1}{r} - 2\frac{J_1(g_0 r)}{J_0(g_0 r)}\right] = J_0(g_0 r) - \beta_1.$$

Его решение

$$c_1 = AJ_0(g_0 r)\int \frac{1}{DJ_0^2(g_0 r)}\left[\int D\,(J_0(g_0 r) - \beta_1) J_0(g_0 r)\,dr\right]dr, \qquad (9)$$

где $D = \int J_0(g_0 r)\,dr$.

Для того чтобы уравнение (7) удовлетворяло граничному условию на стенках волновода, очевидно, требуется, чтобы при $r = a$ каждое слагаемое обращалось в нуль. Решение уравнения (9), как можно показать, имеет конечное число нулей на любом ограниченном интервале. Кроме того, оно не выражается в элементарных функциях. Поэтому найдем такое приближенное решение (справедливое при малых $g_0 r$), чтобы его нули совпадали с нулями J_0. Разложим J_0 в ряд Маклорена и, ограничившись тремя членами, подставим их в уравнение (9). Подберем коэффициент β_1 таким образом, чтобы (9) с точностью до членов порядка $o(r^6)$ представляло собой некоторую степень функции Бесселя нулевого порядка. Вычисляя, находим $\beta_1 = 5/6$; $c_1 = \frac{1}{4} J_0^4(g_0 r)$. Повторяя те же рассуждения, найдем для второго из уравнений (8) $\beta_2 = 17/720$; $c_2 = \frac{1}{240} J_0^7(g_0 r)$ и так далее. Окончательно можно написать

$$k^2 - h^2 = g_0^2 + \frac{5}{6} q + \frac{17}{720} q^2 + \ldots,$$

$$E_\vartheta(r) = J_0(g_0 r) + \frac{1}{6} q J_0^4(g_0 r) + \frac{1}{240} J_0^7(g_0 r) + \ldots.$$

Отсюда видно, что поле в цилиндрическом волноводе с плазмой ведет себя так же, как и в плоском волноводе, т. е. имеет провал посредине, а фазовая скорость больше, чем в равномерно заполненном волноводе.

3. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ВОЛНОВОД; ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ ВОЛНЫ H_{11}

Найти решение аналогичным способом для основной волны H_{11} ввиду громоздкости нецелесообразно. Запишем уравнение для составляющей H_z и применим к нему приближенный метод Галеркина.

$$L(r) \equiv r^2 \frac{d^2 H_z}{dr^2} + \left[r - \frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{dr}\left(\frac{h^2}{k^2\varepsilon - h^2} + 1\right)\right]\frac{dH_z}{dr} + [r^2(k^2\varepsilon - h^2) - 1]\,H_z = 0.$$

В качестве координатных функций наиболее естественно выбрать $J_m\left(j_n \frac{r}{a}\right)$ [2]. Ограничиваясь вторым приближением, ищем решение в виде $H_z = a_1 J_1\left(1{,}84\frac{r}{a}\right) + a_2 J_1\left(5{,}3\frac{r}{a}\right)$.

Надо решить систему уравнений

$$a_1\int_0^a L(r)\,rJ_1\left(1{,}84\frac{r}{a}\right)dr=0,\quad a_2\int_0^a L(r)\,rJ_1\left(5{,}3\frac{r}{a}\right)dr=0.$$

Полагая $a=1$ *см*, произведем численное интегрирование и, решая систему, получим сводку результатов для $\lambda=3$ *см* (см. таблицу).

N_0	0	$3\cdot10^{10}$	$3\cdot10^{11}$	$3\cdot10^{12}$	N_0	0	$3\cdot10^{10}$	$3\cdot10^{11}$	$3\cdot10^{12}$
$k^2\varepsilon$	4	3,9	3,2	—4	$k^2\varepsilon_{ср}$	4	3,98	3,76	1,6
h^2	3,15	3,14	2,89	1,15	$h^2_{ср}$	3,15	3,14	2,91	0,75
h^2_0	3,15	3,10	2,35	—5,85	$\frac{a_2}{a_1}$	0	0,031	0,43	1,85

Примечание. h^2_0 — постоянная распространения, которая существовала бы в круглом волноводе того же размера, равномерно заполненном плазмой с концентрацией N_0; $h^2_{ср}$ — постоянная распространения, которая существовала бы в волноводе, равномерно заполненном плазмой с концентрацией $N_{ср}\simeq N_0/\pi$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные результаты поддаются интересному толкованию. Если при малых значениях концентрации плазмы постоянная распространения в общем такая же, что и вычисленная в предположении о заполнении волновода плазмой со средней концентрацией, то при достаточно больших значениях N_0, когда ε на оси обращается в нуль, значения начинают расходиться. С некоторого значения N_0 центральная область в волноводе становится полностью отражающей, что соответствует переходу волноводной волны H_{11} в коаксиальную. При этом предельная волна будет определяться также и диаметром внутренней области, где $\varepsilon=0$. В самом деле, считая [3] для коаксиальной волны H_{11}, что $\lambda_{кр}=\frac{\pi}{2}\cdot1{,}87\ (a+b)$, где a и b — внутренний и внешний диаметры стенок, в результате расчета при $N_0=3\cdot10^{12}$ *см*$^{-3}$ получаем $h^2_{ср}=1{,}25$, что очень близко к соответствующей величине h^2 из таблицы.

Напрашивается, в частности, вывод, что распространение электромагнитных волн в плазменном волноводе продолжается и при очень больших значениях концентрации, даже когда столб плазмы становится полностью отражающим на просвет, т. е. для волн, падающих сбоку.

Случай прямоугольного волновода, где ε зависит от двух координат, более сложен и может быть решен методом приближенного разделения переменных. Однако он не содержит ничего нового и потому нами не исследовался.

Все наше рассмотрение относилось к случаю изотропной плазмы. При гиротропной плазме в волноводе неравномерность концентрации, по-видимому, обусловливает качественно те же самые эффекты. Точный учет влияния неоднородности весьма затруднителен в силу громоздкости основных уравнений.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Д. Райзер, И. С. Шпигель, Успехи физ. наук, 1958, 14, 4, 641.
2. Л. В. Канторович, В. И. Крылов, Приближенные методы высшего анализа, ГИТТЛ, 1949.
3. Справочник по волноводам, Изд. Советское радио, 1952.

Поступила в редакцию
16 XI 1959

К ТЕОРИИ МАГНЕТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

В. А. Малышев

На основе исследований В. Н. Шевчика по каскадному группированию [1] сделана попытка разработать теорию магнетронного генератора по типу теории отражательного клистрона [2].

1. ВВЕДЕНИЕ. ЭЛЕКТРОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

Существующие теории магнетрона [3, 4] позволяют понять многие явления, происходящие в приборе, и в ряде случаев оценить их влияние на работу прибора. Количественное описание явлений в магнетроне встречает серьезные математические трудности. Построение полной теории магнетронного генератора, учитывающей особенности его поведения (хотя бы в приближении малых амплитуд), является актуальной задачей. В значительной мере эта задача была решена В. Н. Шевчиком при помощи разработанной им теории каскадного группирования [1, 5]. Однако полученные им выражения для электронной проводимости представлены в виде конечных сумм, которые хотя и дают возможность рассчитать ряд параметров генератора, но все же не позволяют провести полного анализа его работы (такого, например, как в созданной С. Д. Гвоздовером теории отражательного клистрона [2]). В данной статье путем упрощения формул, полученных В. Н. Шевчиком, делается попытка построить теорию магнетрона в приближении малых амплитуд по типу теории отражательного клистрона.

В работе [1] показано, что в N-сегментном магнетроне, в случае взаимодействия каждого электрона из числа образующих поток с m щелями, активная и реактивная составляющие первой гармоники тока, наведенного в зазоре каждого сегмента, определяются выражениями

$$i_a = 2\frac{I_0}{N} M \sum_{2}^{m} J_1(C_k X_{01}) \sin[(k-1)(\Theta_0 - \alpha) - D_k],$$
$$i_r = 2\frac{I_0}{N} M \sum_{2}^{m} J_1(C_k X_{01}) \cos[(k-1)(\Theta_0 - \alpha) - D_k], \qquad (1)$$

где M — коэффициент электронного взаимодействия; $\Theta_0 = \omega l / v_0$ — средний угол пролета между зазорами (l — расстояние между центрами зазоров; v_0 — скорость невозмущенного электрона; ω — частота); α — сдвиг фаз между колебаниями в соседних резонаторах $\left(\alpha = n\frac{2\pi}{N}\right.$, где n — номер вида колебаний; на π-виде: $\left.\alpha = \pi\right)$; I_0 — анодный ток магнетрона. При этом

$$C_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}; \quad D_k = \operatorname{arc\,tg}\frac{B_k}{A_k}; \qquad (2)$$

$$A_k = \sum_{n=0}^{k-2} (k-n-1)\cos n(\Theta_0 - \alpha); \quad B_k = \sum_{n=0}^{k-2} (k-n-1)\sin n(\Theta_0 - \alpha). \qquad (3)$$

В выражении (1) величина X_{01} — параметр группирования в пространстве между зазорами:

$$X_{01} = \frac{M\Theta_0}{2U_0} U, \tag{4}$$

где U_0 — потенциал, определяющий скорость невозмущенного электрона; U — амплитуда переменного напряжения в зазоре.

Учтем влияние пространственного заряда на группировку. Это можно сделать на основании формальной аналогии рассматриваемого процесса группирования с группированием в приближении электронно-волнового анализа [5].

Как известно, учет пространственного заряда осуществляется умножением кинематического параметра группирования, определяемого из (4), на множитель

$$P = \frac{\sin \frac{l\omega_p}{v_0}}{\frac{l\omega_p}{v_0}}, \tag{5}$$

где ω_p — частота плазмы, определяемая в рассматриваемом случае выражением

$$\omega_p = \sqrt{\left|4\pi \frac{\varepsilon}{m} \rho_0\right|} = 1{,}83 \cdot 10^{10} \sqrt{\frac{I_0}{NF\sqrt{U_0}}} \tag{6}$$

(U_0 выражено в вольтах, I_0 — в амперах, F — площадь сечения потока (в квадратных сантиметрах), которую можно считать равной $F = lh$, где h — высота блока). Так как выражения для пролетного угла при электронно-волновом анализе группирования и каскадной группировке имеют одинаковую структуру, то такой формальный учет влияния пространственного заряда вполне допустим.

Поэтому можно считать, что параметр группирования $X_1 = PX_{01}$, где X_{01} определяется из (4).

Из выражения (1) легко получить формулу для комплексной амплитуды наведенного в зазоре тока:

$$i = 2\frac{I_0}{N} M \sum_{k=2}^{m} J_1(C_k X_1)\, e^{j\left\{\frac{\pi}{2} - [(k-1)(\Theta_0 - \alpha) - D_k]\right\}}. \tag{7}$$

Заменим суммирование по зазорам в выражениях (2), (3), (7) интегрированием. Физически это означает переход от дискретного взаимодействия электронов и поля в зазоре, которое рассматривается в теории каскадного группирования, к более непрерывному взаимодействию, которое в действительности имеет место в магнетроне. Поэтому такая замена должна более полно отражать процессы, реально происходящие в приборе. Считая в выражениях (3) величину n переменной, можно получить

$$A_k = \int_0^{k-2} (k-1-n)\cos n\tau\, dn = \frac{\sin(k-2)\tau}{\tau} + \frac{1-\cos(k-2)\tau}{\tau^2},$$

$$B_k = \int_0^{k-2} (k-1-n)\sin n\tau\, dn = \frac{\tau(k-1) - \sin(k-2)\tau}{\tau^2} - \frac{\cos(k-2)\tau}{\tau}, \tag{8}$$

где $\tau = \Theta_0 - \alpha$.

Вводя обозначения: $\gamma = \tau(k-2)$; $\gamma_0 = (m-2)\tau$; $p = \gamma - \sin\gamma + (1-\cos\gamma)\tau = B_k\tau^2$; $q = (1-\cos\gamma) + \tau\sin\gamma = A_k\tau^2$ и считая k переменным, которое легко заменяется другим переменным $\gamma = \tau(k-2)$, трудно выражение (7) привести к виду

$$i = 2\frac{I_0 M}{N\tau}\int_0^{\gamma_0} J_1\left(\frac{\sqrt{p^2+q^2}}{\tau}X_1\right)e^{j\left[\frac{\pi}{2}-(\gamma+\tau)+D\right]}d\gamma, \qquad (9)$$

де $D = \operatorname{arc\,tg}\frac{p}{q}$. Точное интегрирование выражения (9) не представляется возможным. Поэтому, воспользовавшись разложением функции Бесселя в ряд и ограничиваясь двумя членами ряда (что достаточно справедливо, когда аргумент менее 3), можно получить

$$i = \frac{2I_0 M}{N\tau}e^{j\left(\frac{\pi}{2}-\tau\right)}\left\{\frac{LX_1}{2\tau}e^{j\Theta} - \frac{X_1^3}{16\tau^3}\int_0^{\gamma_0}(p^2+q^2)[f(\gamma)+j\varphi(\gamma)]\,d\gamma\right\}, \qquad (10)$$

где

$$L = \sqrt{\left[\int_0^{\gamma_0} f(\gamma)\,d\gamma\right]^2 + \left[\int_0^{\gamma_0}\varphi(\gamma)\,d\gamma\right]^2}; \quad \Theta = \operatorname{arc\,tg}\frac{\int_0^{\gamma_0}\varphi(\gamma)\,d\gamma}{\int_0^{\gamma_0} f(\gamma)\,d\gamma};$$

$$f(\gamma) = (\gamma+\tau)\sin\gamma + \cos\gamma - 1; \qquad \varphi(\gamma) = (\gamma+\tau)\cos\gamma - \tau - \sin\gamma.$$

Для вычисления интеграла в выражении (10) воспользуемся теоремой о среднем и вынесем (p^2+q^2) за знак интеграла, взяв значение γ в этой величине равным среднему $\gamma_0/2$. При этом получается

$$i = \frac{2I_0 ML}{N\tau\sqrt{\bar{p}^2+\bar{q}^2}}e^{j\left(\frac{\pi}{2}-\tau+\Theta\right)}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{X_1\sqrt{\bar{p}^2+\bar{q}^2}}{\tau}\right) - \frac{1}{16}\left(\frac{X_1\sqrt{\bar{p}^2+\bar{q}^2}}{\tau}\right)^3\right] =$$

$$= \frac{2I_0 ML}{N\tau\sqrt{\bar{p}^2+\bar{q}^2}}J_1\left(\frac{X_1\sqrt{\bar{p}^2+\bar{q}^2}}{\tau}\right)e^{j\left(\frac{\pi}{2}-\tau+\Theta\right)}. \qquad (11)$$

В выражении (11) функция Бесселя появилась из-за замены двух членов, представляющих члены ее разложения в ряд. Совершенно очевидно, что если бы при получении (10) из (9) функция Бесселя была заменена большим числом членов ряда, то все эти члены при описанном процессе усреднения появились бы в выражении (11), давая ряд, представляющий функцию Бесселя. Черточки над p и q в (11) указывают на их усредненность. Проведенный процесс усреднения, строго говоря, не является законным, так как функции $f(\gamma)$ и $\varphi(\gamma)$ — знакопеременны при достаточно большом интервале изменения γ. При этом, как показывает анализ, $\varphi(\gamma)$ меняет знак в столь незначительном интервале изменения γ, что это не сказывается на законности применения теоремы о среднем. Функция $f(\gamma)$ приближается к периодической, амплитудно-возрастающей функции и применение в этом случае теоремы о среднем может встретить серьезные возражения. Можно провести сравнение точной функции $f_т(\gamma_0) = \int_0^{\gamma_0}(p^2+q^2)f(\gamma)\,d\gamma$ и приближенной функции $f_п(\gamma_0) = (\bar{p}^2+\bar{q}^2)\int_0^{\gamma_0} f(\gamma)\,d\gamma$, полученной при усреднении. Резуль-

таты этого сравнения для частного случая $m = 4$ приведены на рис. 1 (где $\tau = \gamma_0 - \pi$) и показывают, что в наиболее интересной области изменения γ_0 (как это видно из дальнейшего), а именно для γ_0, лежащего вблизи значения $-\pi$, приближенная функция мало отличается от точной. Следует заметить, что неточности, связанные с проведенным усреднением, будут уменьшаться с уменьшением величин m, γ, X_1.

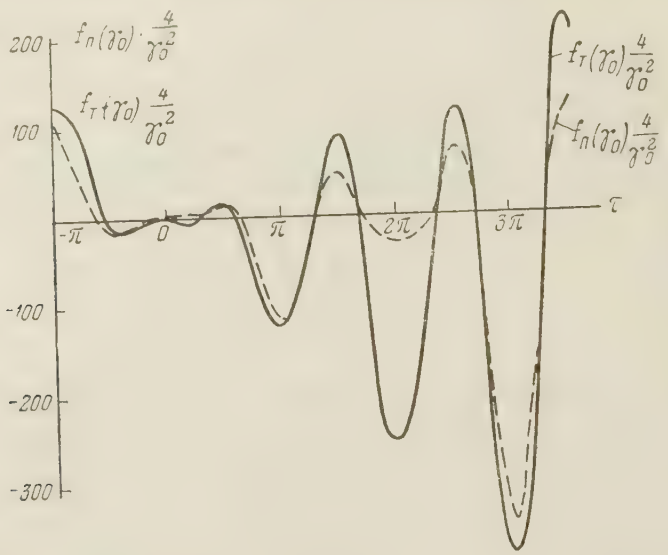


Рис. 1

На основании (11) и (4) можно для электронной проводимости на каждом зазоре получить выражение

$$Y_{e1} = \frac{I_0 M^2 \Theta_0 P L}{U_0 N \tau^2} \frac{J_1(AU)}{AU} e^{-j(\delta+\pi)}, \tag{12}$$

где после интегрирования и подстановок величины δ, L и A имеют значения:

$$\delta = \tau - \frac{3\pi}{2} - \operatorname{arc\,tg} \frac{2\cos z\tau + (z+1)\,\tau \sin z\tau - z\tau^2 - 2}{2\sin z\tau - (z+1)\,\tau\cos z\tau + \tau\,(1-z)}, \tag{12а}$$

$$L = \tau \sqrt{2(z+1)^2 + (z\tau)^2 + \frac{8}{\tau^2} - 2z\left|\frac{4}{\tau} + \tau(z+1)\right| \sin z\tau - 2\left[\frac{4}{\tau^2} + 2z + 1 - z^2\right]\cos z\tau}, \tag{12б}$$

$$A = \frac{M\Theta_0 PB}{2U_0} = \frac{M\Theta_0 P}{2U_0} \sqrt{\frac{z^2}{4} + \left[(2+z) + \frac{2}{\tau^2}\right]\left(1 - \cos\frac{z\tau}{2}\right) - \frac{z}{\tau}\sin\frac{z\tau}{2}}, \tag{12в}$$

где $z = m - 2$; δ — фаза электронной проводимости; $\tau = \Theta_0 - \alpha$ — параметр, характеризующий угол пролета. Суммарная электронная проводимость магнетрона $Y_e = NY_{e1}$.

2. КОЭФФИЦИЕНТ ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Так как в магнетроне взаимодействие электронов с полем осуществляется не внутри зазора, а вблизи его края, то при вычислении M нужно учитывать два эффекта: а) неоднородность электрического поля вдоль движения электрона, б) если в зазоре имеется некоторое переменное напряжение, то электрон, движущийся вблизи зазора, будет испытывать действие не всего напряжения, а лишь той его доли, которая пропорциональна части силовой линии поля, находящейся из-за краевого эффекта на пути движе-

я электрона. Эту долю можно найти, если известно распределение напряженности поля вблизи зазора.

Будем решать задачу в приближении прямолинейной конфигурации электродов.

Учтем первый эффект. При движении электрона параллельно анодному току составляющую электрического поля вдоль движения электрона можно полагать меняющейся по закону $E_x = E \sin \frac{\pi}{d_3} x$, где d_3 — эффективная протяженность пространства зазора на пути движения электрона. Известно [6], что в случае малых амплитуд M можно найти из выражения

$$M = \frac{1}{R} \left| \int_0^d E_x e^{j \frac{\omega x}{v_0}} dx \right| = \frac{2 F d_3 \pi \cos \frac{\Theta_3}{2}}{R \left(\pi^2 - \Theta_3^2 \right)}, \tag{13}$$

где $R = \int_0^{d_3} E_x dx = 2Ed_3/\pi$; $\Theta_3 = \omega d_3 / v_0$ — эффективный угол пролета зазора, откуда

$$M = \frac{\pi^2 \cos \frac{\Theta_3}{2}}{\pi^2 - \Theta_3^2} = f_1(\Theta_3). \tag{14}$$

Учтем второй эффект. Известно [5], что для замедляющих систем плоской структурой с ростом расстояния (y) от системы продольная составляющая поля меняется по закону

$$E_x \sim A \operatorname{sh} \varkappa y + B \operatorname{ch} \varkappa y, \tag{15}$$

где $\varkappa = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2}$, причем для случая магнетрона $\Lambda = lN/n$; λ — длина волны. На катоде $y = r_a - r_к$, $E_x = 0$, где $r_к$ и r_a — радиусы катода и анода. В зазоре анода $E_x = E_0$, $y = 0$. Поэтому при удалении от зазора поле будет меняться по закону

$$\frac{E_x}{E_0} = \frac{\operatorname{sh} \varkappa (r - r_к)}{\operatorname{sh} \varkappa (r_a - r_к)}, \tag{16}$$

где r — расстояние от оси магнетрона.

Если принимать, что электрон, проходя вблизи анода, движется в вершине своей циклоидальной траектории, то в этом случае [5]

$$r - r_к = \frac{2\varepsilon E}{m\omega_H^2} = \frac{2m}{\varepsilon} \frac{E}{H^2} = 11{,}3 \left(\frac{E}{H^2} \right) см, \tag{17}$$

где $\omega_H = \frac{\varepsilon}{m} H$ (ε и m — заряд и масса электрона; H — напряженность магнитного поля), причем скорость электрона $v_0 = 2 \frac{E}{H}$. В связи с этим следует заметить, что входящий в формулы (4), (6), (12) потенциал U_0 определяется выражением

$$U_0 = \frac{m}{2\varepsilon} v_0^2 = \frac{2m}{\varepsilon} \frac{E^2}{H^2} = 11{,}3 \left(\frac{E}{H} \right)^2. \tag{18}$$

В формулах (17) и (18) E выражено в вольтах на сантиметр, H — в эрстедах, U_0 — в вольтах. Используя выражение для угла пролета, можно получить

$$r - r_к = \frac{v_0}{\omega_H} = \frac{\omega d_3}{\omega_H \Theta_3}. \tag{19}$$

Наименьший угол пролета (Θ_{3m}) будет при $r = r_a$, поэтому

$$\frac{E_x}{E_0} = \frac{\operatorname{sh}\left(a\frac{\Theta_{3m}}{\Theta_3}\right)}{\operatorname{sh} a} = f_2\left(a, \frac{\Theta_3}{\Theta_{3m}}\right), \tag{20}$$

где

$$a = \frac{2\pi(r_a - r_к)}{l}\sqrt{\left(\frac{n}{N}\right)^2 - \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2}; \quad \Theta_{3m} = \frac{\omega d_3}{\omega_H (r_a - r_к)}.$$

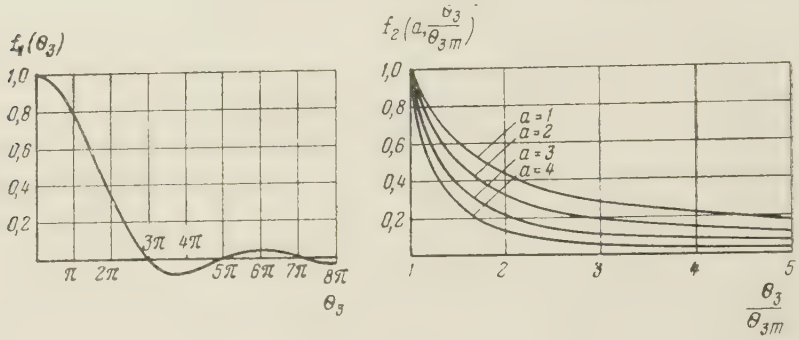


Рис. 2

Таким образом, полное выражение для M:

$$M = \frac{\operatorname{sh}\left(a\frac{\Theta_{3m}}{\Theta_3}\right)}{\operatorname{sh} a}\left(\frac{\pi^2 \cos\frac{\Theta_3}{2}}{\pi^2 - \Theta_3^2}\right) = f_2\left(a, \frac{\Theta_3}{\Theta_{3m}}\right) f_1(\Theta_3). \tag{21}$$

Графики функций, определяемых из выражений (14) и (20), построены на рис. 2.

3. ЗОНЫ ГЕНЕРАЦИИ МАГНЕТРОНА. АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Изменением полей (E и H), в которых движется электронный поток, можно менять параметры движения электрона (Θ_0, т. е. τ, и $m = z + 2$) и величину электронной проводимости; при этом будут изменяться выходные параметры генератора. С ростом отношения E/H угол пролета Θ уменьшается и уменьшается число зазоров (m), с которыми взаимодействует каждый электрон. Так как число зазоров, с которыми взаимодействие электрона наиболее эффективно, должно быть невелико, то можно считать, что в пределах областей генерации величина m практически не зависит от Θ_0. Кроме того, так как высокочастотное поле тормозит одну часть электронов, а другую часть ускоряет, то можно в первом приближении считать, что среднее для всех электронов m не зависит от U (в действительности m должно незначительно уменьшаться с ростом U). Поэтому анализ выражения (12) можно проводить, исследуя зависимость величин δ, L, A от τ для различных m. Следует заметить, что для $m = 2$, как видно из (1), (2) и (3), выражение (12) предельно упрощается:

$$Y_{e1} = \frac{I_0 M^2 \Theta_0 P}{U_0 N}\frac{J_1(X_1)}{X_1} e^{-j(\delta+\pi)}, \tag{22}$$

где $\delta = \tau - \frac{3\pi}{2}$, причем для получения (22) не нужно прибегать к интегрированию и усреднению.

Анализ выражения (12) удобно начать с исследования фазы электронной проводимости. На рис. 3 показаны зависимости $\delta = f(\tau)$ для значений $m = 2; 3; 4; 6$ (кроме того, зависимость $\delta = f(\tau)$ в области $-\pi/2 < \tau < 0$ дана для случая $m = 5$). Центры зон генерации соответствуют значениям δ, кратным 2π, и генерация возможна в области значений δ, отличающихся от центральных менее чем на $\pm\pi/2$. Для случая $m = 2$ центры зон

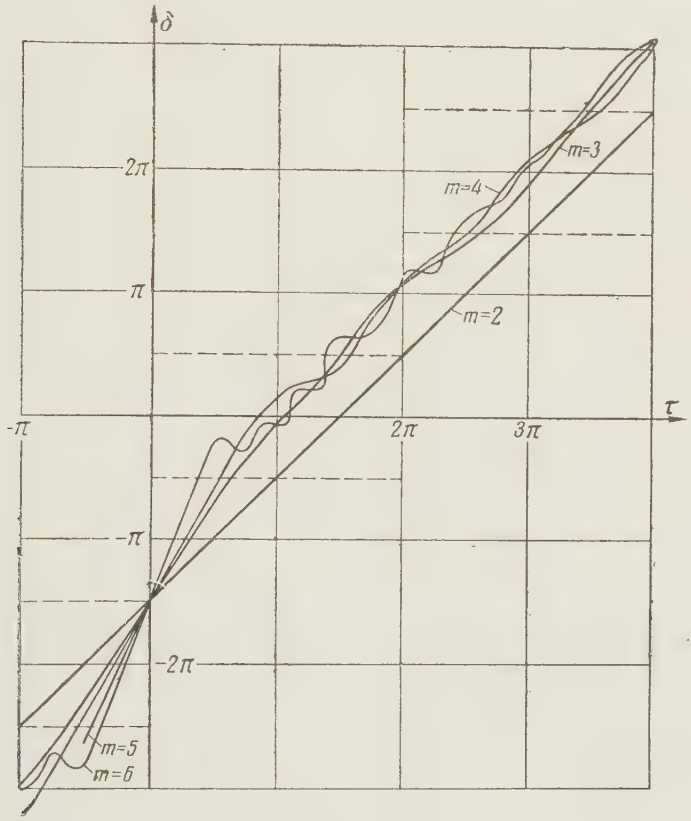


Рис. 3

будут при $\tau = 2\pi(n + \frac{3}{4})$, где $n = -1; 0; 1; 2; \ldots$; для остальных значений m центры зон лежат вблизи значений τ, равных $-0{,}25\,\pi$; π; 3π. Для π-вида колебаний в магнетроне величины Θ_0 в центрах зон генерации близки к $\Theta_0 = 0{,}75\,\pi$; 2π; $4\pi\ldots$ (при $m = 2$ эти значения будут $\Theta_0 = 2\pi(n + \frac{1}{4})$, где $n = 0; 1; 2$). Так как для зон генерации с большим $\Theta_0 \sim \Theta_3$ величина M близка к нулю (рис. 2), то имеет смысл исследовать только первые две зоны генерации. Небольшая протяженность первой зоны генерации и ее расположение вблизи значений $\tau = 0$ приводят к тому, что в пределах первой зоны функции $\varphi(\gamma)$ и $f(\gamma)$ остаются знакопостоянными при $m < 5$, так что проведенное выше усреднение в этом случае достаточно обосновано. Из хода кривой $\delta = f(\tau)$ в области второй зоны генерации следует, что в этой зоне имеются участки с повышенной стабильностью частоты (там, где кривые параллельны оси τ) и участки нестабильной работы (там, где кривые сильно меняются с изменением τ). Участки повышенной стабильности и нестабильности частоты появляются только при больших $m\,(m > 4)$, когда каждый электрон взаимодействует с большим числом зазоров.

Для анализа работы генератора необходимо знать, как изменяются

параметры, определяющие электронную проводимость, в пределах зоны генерации. Так как $U_0 \sim 1/\Theta_0^2$, то произведения $I_0 M^2 P/U_0$ и MP/U_0, входящие в формулы (12) и (12в), можно считать постоянными в пределах

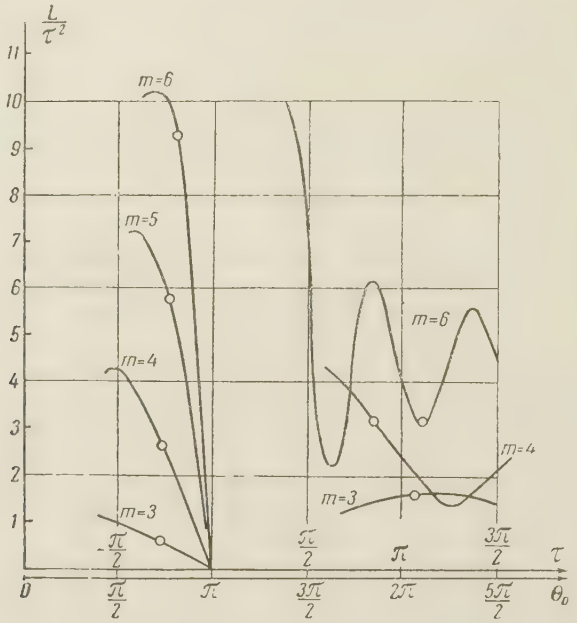


Рис. 4

каждой зоны генерации. Графики зависимостей $L/\tau^2 = f(\tau)$ и $B = f(\tau$ (рис. 4 и 5) построены для значений $m = 3; 4; 6$ (и для случая $m=$ в первой зоне). Вдоль оси τ отмечена ось значений Θ_0, соответствующих

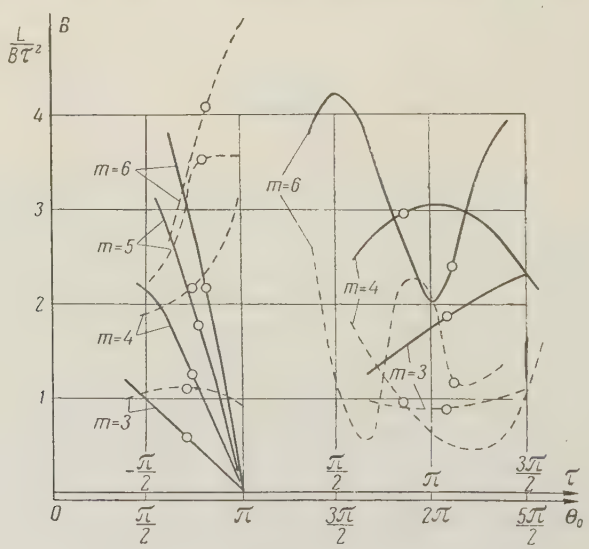


Рис. 5

л-виду. Пунктирные линии на рис. 5 показывают зависимости $L/\tau^2 B =$ $= f(\tau)$. Кружком на графиках рис. 4, 5 отмечен центр зоны генерации.

Так как относительное изменение величин $L/\tau^2 B$ и $B\Theta_0$ вблизи центра зоны генерации незначительно, то колебательную характеристику магне-

трона можно считать мало меняющейся вблизи центра зоны. Поэтому для случая нагрузки магнетрона дополнительным резонатором можно применять выводы, полученные в [7].

4. АНАЛИЗ РАБОТЫ ГЕНЕРАТОРА

Считая, что колебательная система магнетрона представлена в виде параллельного колебательного контура с элементами L, C, G, G_H, причем активная проводимость G определяется потерями в резонаторе, а G_H — полезная согласованная нагрузка, можно получить выражения, определяющие выходную мощность (P_H) и частоту генерируемых колебаний:

$$P_H = \frac{G_H U^2}{2} = \frac{2G_H U_0^2 X^2}{(M\Theta_0 PB)^2}; \quad \frac{X}{J_1(X)} = \frac{2G_0 \cos\delta}{G_H + G}; \tag{23}$$

$$2\,\Delta\omega C + (G_H + G)\operatorname{tg}\delta = 0; \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \tag{24}$$

$$G_0 = \frac{I_0 M^2 \Theta_0 PL}{2U_0 \tau^2}; \quad X = AU. \tag{25}$$

Выражения (23) позволяют вычислять выходную мощность магнетрона в любой точке зоны генерации при использовании графика $X^2 = f[X/J_1(X)]$ (рис. 6). Таким образом, на основе выражений (23), воспользовавшись графиками рис. 3, 4, 5, 6, можно построить зону генерации магнетрона, т. е. зависимость выходной мощности от угла пролета Θ_0 или любого из полей E и H, определяющих Θ_0. Выражение (24) определяет частоту генерируемых магнетроном колебаний. Второе из выражений (23) определяет пусковой ток магнетрона:

$$I_{0\text{п}} = \frac{2U_0 \tau^2 \omega_0 C}{M^2 \Theta_0 PLQ_H \cos\delta}, \tag{26}$$

где $Q_H = \omega_0 C/(G_H + G)$ — добротность нагруженного резонатора.

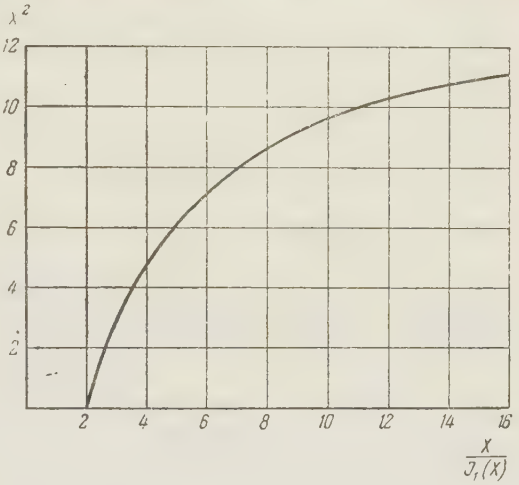


Рис. 6

Из соотношения $dP_H/dG_H = 0$ при использовании формул (23) можно получить условия оптимальной нагруженности генератора при данном X:

$$J_0(X) = \frac{G}{G_0 \cos\delta}; \quad J_2(X) = \frac{G_H}{G_0 \cos\delta}. \tag{27}$$

Из (23) следует, что кпд генератора определяется выражением

$$\eta_H = \frac{U_0 L G_H X^2}{U_a P \tau^2 G_0 B^2 \Theta_0}, \tag{28}$$

где U_a — анодное напряжение магнетрона. Если из выражения (27) подставить G_H в (28) и туда же подставить значение Θ_0, выраженное через $J_0(X)$, то можно получить

$$\eta_H = \frac{I_0}{2U_a G}\left(\frac{ML\cos\delta}{\tau^2 B}\right)^2 X^2 J_2(X) J_0(X). \tag{29}$$

В работе [2] показано, что функция $X^2 J_2(X) J_0(X)$ имеет максимум, равный 0,338 при $X = 1{,}84$. Поэтому максимальное значение кпд магнетронного генератора будет определяться выражением

$$\eta_{Hm} = 0{,}169 \frac{I_0}{U_a G} \left(\frac{ML \cos \delta}{\tau^2 B} \right)^2 . \tag{30}$$

Это значение будет реализоваться при условии $G_H = G$ для случая $X = 1{,}84$.

Найдем условия справедливости приближения малых сигналов при $X = 1{,}84$. Из выражения для X следует, что при этом

$$\frac{U}{U_0} = \frac{3.68}{\Theta_0 MPB} . \tag{31}$$

Из анализа теории каскадной группировки следует, что приближение малых амплитуд справедливо при $UM \ll 2U_0$. Поэтому критерием применимости приближения малых амплитуд будет служить выполнение неравенства

$$\Theta_0 PB \gg 2. \tag{32}$$

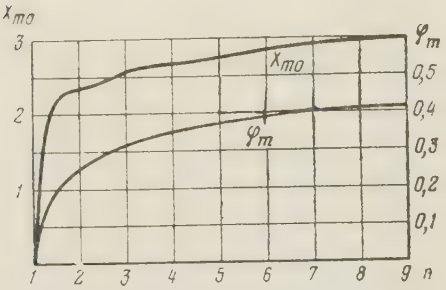


Рис. 7

Отсюда следует, что с ростом номера зоны колебаний, а также с ростом числа зазоров, с которыми взаимодействует каждый электрон, приближение малых амплитуд будет более приемлемым. Рост объемного заряда, наоборот, уменьшает применимость этого приближения.

Вычислим диапазон электронной перестройки магнетрона в том приближении, когда колебательная характеристика магнетрона считается постоянной в пределах зоны генерации. При этом для полного диапазона электронной перестройки можно на основе (24) и (26) получить выражение

$$\Delta\omega_p = \omega_0 \sqrt{\left(\frac{G_0}{\omega_0 C}\right)^2 - \frac{1}{Q_H^2}} . \tag{33}$$

Можно показать, что диапазон электронной перестройки до точек зоны, в которых мощность в n раз меньше, чем в центре зоны (где $X = X_m$), будет определяться выражением

$$\Delta\omega_n = \frac{2G_0}{C} \frac{1}{X_m} \sqrt{n J_1^2 \left(\frac{X_m}{\sqrt{n}}\right) - J_1^2(X_m)} = \frac{2G_0}{C} \varphi(X_m). \tag{34}$$

Из условия $d\varphi(X_m)/dX_m = 0$ можно найти $X_m = X_{m0}$, соответствующее максимуму $\varphi(X_m)$ при данном n. На рис. 7 приведены графики зависимостей $X_{m0} = f(n)$ и $\varphi_m = f(n)$, где $\varphi_m = \varphi(X_{m0})$.

На справедливость формулы (33) не влияет использование приближения малых амплитуд и точность ее определяется постоянством величины G_0 в пределах зоны генерации. Поэтому, чем меньше протяженность зоны генерации вдоль оси Θ_0 (т. е. чем меньше Q_H), тем точнее формула (33). На справедливость выражения (34) может оказывать влияние, помимо непостоянства G_0 в пределах исследуемого участка зоны (там, где определяется $\Delta\omega_n$), еще и приближение малых амплитуд.

Используя результаты, полученные в теории однокоптурного клистрона [2], можно показать, что укороченное уравнение для амплитуды

будет иметь вид

$$\frac{1}{U}\frac{dU}{dt} = \frac{\omega_0}{2Q_H}\left[2\sigma\frac{J_1(X)}{X} - 1\right], \tag{35}$$

где $\sigma = G_0\cos\delta/(G_H + G)$. Пользуясь приближением $2J_1(X) = X - \frac{X^3}{8}$ и поступая аналогично работе [2], можно получить закон установления колебаний в магнетроне:

$$U(t) = U_c\left[1 - \left(\frac{U_c^2}{U_т^2} - 1\right)e^{-\frac{\omega_0}{Q_H}(\sigma-1)t}\right]^{-\frac{1}{2}}, \tag{36}$$

где U_c — амплитуда в установившемся режиме, определяемая из (23); $U_т$ — начальный толчок амплитуды, возникающий из-за флуктуационных явлений. Время установления колебаний в магнетроне определится выражением [2]

$$t_у = \frac{Q_H}{\omega_0(\sigma-1)}\left[\ln Q_H(\sigma-1) + \ln\left(\frac{U_c^2}{U_т^2} - 1\right)\right]. \tag{37}$$

Как и в отражательном клистроне, устойчивая генерация в магнетроне возможна при $0 < X < 3{,}832$.

Влияние нагрузки на работу магнетрона совершенно аналогично влиянию нагрузки на работу отражательного клистрона и подробно описано в [8]. Это подверждается анализом нагрузочных характеристик магнетрона на круговой диаграмме.

Расчеты, проведенные нами по формулам (5) и (6) для ряда магнетронов, описанных в [3], показывают, что в большинстве случаев параметр пространственного заряда $P \simeq 1$. Это значит, что имеющийся вблизи анода магнетрона пространственный заряд почти не оказывает разгруппировывающего влияния на электронные сгустки. Проведение количественных расчетов на основе полученных соотношений требует знания таких усредненных параметров движения электронов, как m, d_3 и Θ_0. Хотя можно указать несколько разумных критериев для приближенного расчета этих параметров, все же точное их определение возможно только на основе экспериментальных исследований.

Результаты, полученные выше при анализе работы магнетрона, могут быть полезными для понимания особенностей его поведения и оценки влияния отдельных факторов на выходные параметры прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Шевчик, ЖТФ, 1955, **25**, 8, 1462.
2. С. Д. Гвоздовер, Теория электронных приборов сверхвысоких частот, ГИТТЛ, 1956.
3. Магнетроны сантиметрового диапазона, I, II, перев. под ред. С. А. Зусмановского, Изд. Советское радио, 1951.
4. В. П. Тычинский, Радиотехника и электроника, 1957, **2**, 7, 912.
5. В. Н. Шевчик, Основы электроники СВЧ, Изд. Советское радио, 1959.
6. Клистроны, перев. под ред. Е. Д. Науменко, Изд. Советское радио, 1952.
7. В. А. Малышев, Изв. вузов МВО СССР (Радиофизика), 1959, **2**, 3, 463.
8. Отражательные клистроны, перев. под ред. Е. Д. Науменко, Изд. Советское радио, 1954.

Поступила в редакцию
14 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

УЧЕТ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ УСИЛИТЕЛЕ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

В. М. Лопухин, В. П. Мартынов

Изучено влияние разброса скоростей электронов в параметрическом потоке электронов, в котором кроме сигнала частоты ω существует накачка частоты 2ω. Получено характеристическое уравнение. Показано, что разброс скоростей приводит к уменьшению усиления и к увеличению порогового значения глубины модуляции пучка на частоте накачки.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в литературе обсуждаются свойства параметрических полупроводниковых и электронно-лучевых усилителей, характеризующихся большой чувствительностью. В этих приборах кроме сигнала частоты ω в систему также подается сигнал накачки частоты $\omega_н \neq \omega$. Сигнал накачки периодически меняет один из параметров системы. У электронно-лучевых усилителей таким параметром является обычно плазменная частота потока электронов. Источником энергии усиливаемого сигнала является энергия накачки.

В [1] дан обзор ряда электронно-лучевых приборов, проведено сравнение параметрических и непараметрических механизмов работы приборов. В [2, 3] дан расчет электронно-лучевого параметрического усилителя. Расчет проведен на основе самосогласованного решения уравнений поля и уравнений движения электронов*.

Однако на сверхвысоких частотах и в приборах с большими пролетными углами существенное влияние на работу оказывает разброс скоростей электронов [4, 5, 6]. В [4] показано, что для пролетных углов $\omega l/v_0 \sim 2v_0/\Delta v$, где $\omega l/v_0$ — пролетный угол; Δv — разброс скоростей в потоке, необходимо искать совместное решение уравнений поля и кинетического уравнения для функции распределения электронов по скоростям. В случае ЛБВ разброс электронов по скоростям приводит к уменьшению максимального коэффициента усиления, а также к смещению области, в которой возможно усиление сигнала [4].

В данной статье приведено характеристическое уравнение для пучка электронов, модулированного двойной частотой сигнала ($\omega_н = 2\omega$) с учетом разброса скоростей электронов. Найдены корни дисперсионного уравнения нарастающей волны в предположении Π-образной стационарной функции распределения электронов по скоростям.

ВЫВОД ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Задача ставится следующим образом. Поток электронов, модулированный по скорости и плотности тока на частоте ω, модулируется по скорости и плотности тока на частоте 2ω. Модуляция на двойной частоте считается большой по сравнению с модуляцией на частоте сигнала.

Исходными являются уравнение непрерывности, уравнение Пуассона

* В [10] приведен расчет параметрического усилителя с учетом комбинационных частот $\omega_к = \omega \pm k\omega_н$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$.

и уравнение движения, которые сводятся к уравнениям [2]

$$v^2 \frac{\partial i}{\partial z} = -v \frac{\partial i}{\partial t} + i \frac{\partial v}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial z \partial t}\left(\frac{v^2}{2}\right) = \omega_q^2 \frac{v_0}{I_0} i, \tag{2}$$

где v — скорость пучка электронов; i — плотность тока пучка; v_0 — постоянная составляющая скорости электронов; I_0 — постоянная составляющая плотности тока; ω_q — плазменная частота цилиндрического пучка, связанная с плазменной частотой одномерного пучка ω_p соотношением $\omega_q = R\omega_p$ [7]; R — коэффициент депрессии объемного заряда, зависящий от частоты, скорости электронов и радиуса потока.

При строгом рассмотрении задачи об учете разброса скоростей электронов необходимо совместно решать уравнения поля и кинетическое уравнение для функции распределения [4]. В настоящей статье предложен упрощенный метод учета разброса скоростей электронов. Он заключается в том, что постоянная распространения волны β вычисляется из дисперсионного уравнения, учитывающего распределение электронов по скоростям.

Рассмотрим случай, когда стационарная функция распределения электронов по скоростям $f_0(v)$ имеет $П$-образный вид [8], т. е.

$$f_0(v) = \frac{N}{\Delta v}\left\{\int_{-\infty}^{v} \delta\left(v - v_0 + \frac{\Delta v}{2}\right) dv - \int_{-\infty}^{v} \delta\left(v - v_0 - \frac{\Delta v}{2}\right) dv\right\}, \tag{3}$$

где N — концентрация электронов; $\delta(v)$ — дельта-функция. Для функции распределения (3) получаем дисперсионное уравнение [8]

$$\frac{\omega_p^2}{(\omega - \beta v_0)^2 - \beta^2\left(\frac{\Delta v}{2}\right)^2} = 1, \tag{4}$$

где ω_p — плазменная частота для одномерного пучка бесконечного поперечного сечения.

Учитывая конечные размеры цилиндрического пучка электронов, для постоянной распространения быстрой волны пространственного заряда имеем

$$\beta = \beta_e\left\{1 - \frac{\omega_q}{\omega} + \mu^2 \frac{\omega_q}{\omega}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\omega}{\omega_q}\right)^2 + \frac{\omega}{\omega_q} - \frac{3}{2}\right]\right\}, \tag{5}$$

где $\beta_e = \omega/v_0$, $\mu^2 = \Delta v/2v_0$. Параметр относительного разброса скоростей электронов μ в зависимости от свойств катода и различных режимов работы приборов может меняться от 10^{-2} до 10^{-5} [4, 5, 6]. Поэтому в выражении (5) отброшены величины порядка μ^4 и более высоких степеней μ.

Решения уравнений (1) и (2) с учетом разброса скоростей электронов можно написать в форме быстрых волн тока и скорости:

$$i = -I_0 + \frac{m}{2} I_0 \exp\left[-2j\beta_e\left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} + \frac{a'\omega_q}{\omega} b\mu^2\right) z + 2j\omega t\right] + \text{к. с.} +$$
$$+ \frac{1}{2} i_1(z) \exp\left[-j\beta_e\left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} + \frac{a'\omega_q}{\omega} b\mu^2\right) z + j\omega t\right] + \text{к. с.}, \tag{6}$$

$$v = v_0 - \frac{a'\omega_q}{\omega} v_0 \frac{m}{2} \exp\left[-2j\beta_e\left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} + \frac{a'\omega_q}{\omega} b\mu^2\right) z + 2j\omega t\right] +$$
$$+ \text{к. с.} + \frac{1}{2} v_1(z) \exp\left[-j\beta_e\left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} + \frac{a'\omega_q}{\omega} b\mu^2\right) z + j\omega t\right] + \text{к. с.}; \tag{7}$$

$$a' = \frac{\omega_{q2}}{2\omega_q}, \quad b = \frac{1}{2}\left(\frac{\omega}{a'\omega_q}\right)^2 + \frac{\omega}{a'\omega_q} - \frac{3}{2}, \tag{8}$$

где I_0 — постоянная составляющая плотности тока; m — глубина модуляции пучка по току на частоте 2ω; $i_1(z)$ и $v_1(z)$ — медленно изменяющиеся функции z; ω_q — плазменная частота цилиндрического пучка на частоте сигнала ω; ω_{q2} — та же частота на частоте накачки $\omega_н = 2\omega$. Символом к. с. обозначены величины, комплексно сопряженные тем, которые стоят непосредственно перед ними.

Выражения (6) и (7) являются чистодействительными; это позволяет правильно учитывать нелинейные эффекты, появляющиеся при подстановке выражений (6) и (7) в (1) и (2).

Параметр $a' = \omega_{q2}/2\omega_q$ характеризует относительную скорость волн пространственного заряда на частотах сигнала и накачки, a' изменяется от 1 для тонких пучков до 0,5 для пучков весьма большого сечения [2].

Глубина модуляции m в общем случае является комплексной величиной, так как фазы накачки и сигнала при $z = 0$ и $t = 0$ могут не совпадать.

Подставив выражения (6) и (7) в (1) и (2), удерживая слагаемые основной частоты и пренебрегая малыми членами порядка ω_q/ω, получаем следующие уравнения для $v_1(z)$ и $i_1(z)$:

$$\frac{dv_1(z)}{dz} + ja'\beta_q v_1(z) + ja'\frac{m}{2}\beta_q v_1^*(z) - ja'\beta_q b\mu^2 v_1(z) = -j\frac{\beta_q^2}{\beta_e}\frac{v_0}{I_0}i_1(z), \tag{9}$$

$$\frac{di_1(z)}{dz} + ja'\beta_q i_1(z) + ja'\frac{m}{2}\beta_q i_1^*(z) - j\frac{\beta_e}{v_0}I_0 v_1(z) -$$
$$- j\frac{m}{2}I_0\frac{\beta_e}{v_0}v_1^*(z) - ja'\beta_q b\mu^2 i_1(z) = 0, \tag{10}$$

где $\beta_q = \omega_q/v_0$.

В уравнениях (9) и (10) отброшены гармоники и удержаны только слагаемые основной частоты ω. Это имеет смысл только для системы с дисперсией, т. е. при $a' \neq 1$. Для системы с малой дисперсией, когда $a' \simeq 1$, энергия накачки будет распределяться между всеми гармониками [9] и уравнения (9) и (10) будут несправедливыми. Ниже рассмотрен случай $a' < 0{,}9$, когда система является дисперсионной *.

Исключая v_1^*, i_1 и i_1^* из уравнений (9) и (10) и комплексно сопряженных уравнений, получим уравнение для $v_1(z)$:

$$\frac{d^4v_1(z)}{dz^4} + 2\beta_q^2\left[a'^2\left(1 - \frac{|m|^2}{4}\right) + 1\right]\frac{d^2v_1(z)}{dz^2} + \left[a'^4\left(1 - \frac{|m|^2}{4}\right)^2 -\right.$$
$$- \frac{3|m|^2}{2}a'^2 - 2a'^2 + 1 - \frac{|m|^2}{4} + 4a'^2b\mu^2(1 - a'^2) +$$
$$\left. + |m|^2a'^2b\mu^2 + |m|^2a'^4b\mu^2\right]\beta_q^4 v_1(z) = 0. \tag{11}$$

---

* Для точной оценки значения параметра a', при котором можно пренебречь комбинационными частотами, необходимо решить общую задачу с учетом всех комбинационных частот и исследовать условия, при которых взаимодействие между волной накачки и волнами на комбинационных частотах будет слабым. В [10] показано, что в параметрическом усилителе с пучком электронов для случая, когда $\omega_н = 2\omega$, комбинационными частотами 3ω, 5ω и т. д. можно пренебречь, если выполняются следующие условия:

$$m \ll \frac{4}{3}, \qquad 0{,}6 < \frac{\omega b}{v_0} < 1{,}4,$$

где b — радиус пучка электронов. Эти условия в данном расчете приближенно выполняются, так как при отношении радиуса цилиндра дрейфа к радиусу пучка электронов, равном 1,5, при изменении a' от 0,65 до 0,9 $\omega b / v_0$ изменяется от 0,55 до 1,4.

Предполагая, что решение (11) имеет вид

$$v_1(z) = v_{01} e^{\xi \beta_q z}, \tag{12}$$

находим характеристическое уравнение для ξ:

$$\xi^4 + 2\left[a'^2\left(1 - \frac{|m|^2}{4}\right) + 1\right]\xi^2 + a'^4\left(1 - \frac{|m|^2}{4}\right)^2 - \\ - \frac{3|m|^2}{2}a'^2 - 2a'^2 + 1 - \frac{|m|^2}{4} + 4a'^2 b\mu^2(1 - a'^2) + \\ + |m|^2 a'^2 b\mu^2 + |m|^2 a'^4 b\mu^2 = 0. \tag{13}$$

Из уравнения (13) следует, что в общем случае в рассматриваемой системе могут существовать на частоте ω четыре волны, постоянные распространения которых зависят от параметров системы, а также от μ — параметра разброса скоростей.

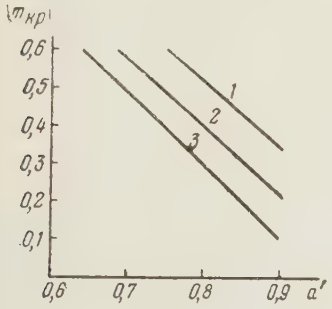


Рис. 1

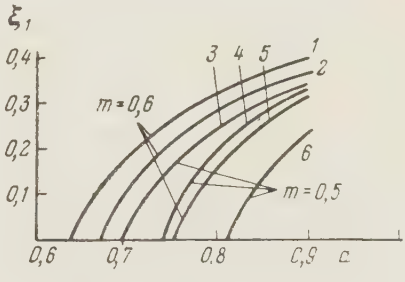


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость критического значения глубины модуляции $|m_{кр}|$ от a':

1 — $\mu^2 = 2 \cdot 10^{-3}$; *2* — $\mu^2 = 5 \cdot 10^{-4}$; *3* — $\mu^2 = 0$

Рис. 2. Постоянная распространения волны ξ_1 в зависимости от a':

1 — $\mu^2 = 0$; *2* — $\mu^2 = 5 \cdot 10^{-4}$; *3* — $\mu^2 = 0$; *4* — $\mu^2 = 5 \cdot 10^{-4}$; *5* — $\mu^2 = 2 \cdot 10^{-3}$; *6* — $\mu^2 = 2 \cdot 10^{-3}$

Если $m > m_{кр}(a', \mu)$, то два корня являются действительными, один из них соответствует экспоненциально нарастающей, а второй — затухающей волнам системы. Другие два корня будут мнимыми и характеризуют волны, распространяющиеся с постоянной амплитудой.

При $m < m_{кр}(a', \mu)$ все корни уравнения (13) являются мнимыми; в системе могут распространяться только волны постоянной амплитуды.

На рис. 1 и 2 показаны зависимости порогового значения глубины модуляции $|m_{кр}|$ и действительной части корня ξ_1, характеризующей нарастание волны, от параметра a' для трех значений параметра относительного разброса скоростей μ ($\mu^2 = 0$, $\mu^2 = 2 \cdot 10^{-3}$, $\mu^2 = 5 \cdot 10^{-4}$). При расчете полагалось, что $b = 100$. Из графиков видно, что разброс скоростей электронов приводит к увеличению $|m_{кр}|$ и к уменьшению усиления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разброс скоростей электронов в параметрических электронно-лучевых усилителях ведет к увеличению порогового значения глубины модуляции $|m_{кр}|$ и к уменьшению усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Б. Голант, А. С. Тагер, О механизме работы параметрических усилителей СВЧ, использующих потоки свободных электронов, Сб. Электроника, 1959,2.
2. W. H. Louisell, C. F. Quate, Parametric amplification of space charge-waves, Proc. I. R. E., 1958, 46, 4, 707.
3. W. H. Louisell, A three-frequency electron beam parametric amplifier and frequency converter, J. Electronics and Control, 1959, 1, 1.
4. В. М. Лопухин, Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, ГИТТЛ, 1953.
5. W. Beam, Noise wave excitation an the cathode of a microwave beam amplifier, IRE Trans., 1957, ED-4, 3, 226.
6. D. A. Watkins, N. Rynn, Effect of velocity distribution of travelling-wave tube gain, J. Appl. Phys., 1954, 25, 11.
7. G. M. Branch, T. G. Mihran, Plasma reduction factors in electron beams, IRE, Trans, 1955, ED-2, 3—11.
8. А. А. Власов, Теория многих частиц, ГИТТЛ, 1950.
9. G. M. Roe, M. R. Boyd, Parametric energy conversion in distributed systems Proc. I. R. E., 1959, 47, 7.
10. А. С. Тагер, Параметрическое усиление и преобразование частоты в волноводных системах, Вопросы радиоэлектроники, серия 1 «Электроника», 1959, 4.

Физический факультет
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова
Кафедра радиотехники

Поступила в редакцию
15 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

РАСЧЕТ ПОЛЯ ЛЕНТОЧНОГО ПУЧКА, РАСХОДЯЩЕГОСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ ДИОДЕ ПРИ КОНЕЧНОЙ ШИРИНЕ ЭМИТТЕРА

В. М. Брейтман

В работах[1,2,3,4] изложены принципы расчета ионных оптических систем с учетом пространственного заряда посредством моделирования в трехмерном электролите. В работе [5] показаны примеры практической проверки метода при помощи моделирования известных аналитически (т. е. по числу независимых переменных уравнения) одномерных (геометрически двумерных) систем. В настоящей статье кратко показан пример применения разработанного метода к расчету аналитически и геометрически двумерной системы. Рассчитывается поле плоскопараллельного диода при $L/a \simeq 2{,}2$, где a — ширина эмиттера; L — межэлектродное расстояние.

1. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ОПЕРАЦИЙ

В качестве модели 1-го приближения устанавливается рельеф изолирующего «дна», соответствующий модели плоскопараллельного диода при бесконечной ширине эмиттера [5], когда $\varphi = \xi^{4/3}$, а форма пучка принимается прямоугольной. Для уменьшения объема работ моделируется только половина поля до оси симметрии. Ось симметрии моделируется вертикально установленной пластиной из изолирующего материала. На этой модели определяется поле 1-го приближения. Устанавливаются семейства эквипотенциалей. Строятся семейства силовых линий и траекторий графоаналитическими методами (целесообразно применение автоматических графических устройств). Находятся распределения потенциала φ вдоль силовых линий σ. Отдельно строится график распределений потенциала в прикатодной области ($0 \leqslant \sigma \leqslant 0{,}15$), на основании которого при помощи нашей формулы (1) (см. ниже) обобщенного закона Ленгмюра находятся величины плотности тока j вдоль эмиттера. Далее определяются расстояния z до силовых линий в поперечных сечениях пучка, величины ширины трубок тока в этих сечениях, изменения ширины трубок тока вдоль их длины, распределение плотности тока вдоль трубок тока, распределение плотности тока по поперечным сечениям пучка. После этого находятся распределения плотности тока вдоль нескольких силовых линий σ.

Когда все величины $\varphi(\sigma)$ и $j(\sigma)$ найдены, рассчитываем величины «интегральной метрики» X_σ[1—4] (или инвариантов $B_\sigma = X^2_\sigma$) вдоль выбранных силовых линий σ. Строится график изменений $X(\sigma)$ вдоль всех силовых линий. Рассчитывается по формулам [3, 4] рельеф изолирующего дна (см. также (3) работы [5]). Отдельно рассчитывается глубина дна на краю пучка. Вычерчиваются профили дна в пучке вдоль силовых линий и по поперечным сечениям пучка. Изготовляется модель 2-го приближения и т. д. и повторяется весь цикл вычислений и экспериментов *.

---

* Размеры нашей модели: $L \simeq 667$ *мм*, глубина плоского дна $y_0 = 120$ *мм*, ширина эмиттера $a \simeq 300$ *мм*, $a/2 \simeq 150$ *мм*, расстояние от оси до стенки модели 900 *мм*.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА И ПОТЕНЦИАЛА

Исходя из формулы (см. [4])

$$\varphi(\sigma) \simeq C_0 \mathcal{J}_0^{2/3} \sigma^{4/3} (1 + a\sigma^{4/3} + b\sigma^{5/3}), \tag{1}$$

где

$$C_0 = \left(\frac{9\pi}{\varepsilon}\right)^{2/3} \left(\frac{2e}{m}\right)^{-1/3} L_0^{4/3} U_0^{-1}; \quad \mathcal{J}_0 = \mathcal{J}(1) = \text{const};$$

$$a = \text{const}; \quad b = \text{const}; \quad \sigma = \frac{s}{L}; \quad \varphi = \frac{U}{U_0};$$

$$L_0 = \text{const}; \quad U_0 = \text{const};$$

s — протяженность пути вдоль данной силовой линии (начало отсчета принято на эмиттере), составляем систему трех нормальных уравнений

$$\left.\begin{aligned} ni + Ak + Bm - \Phi_1 = 0, \\ Ai + Bk + Cm - \Phi_2 = 0, \\ Bi + Ck + Dm - \Phi_3 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

с тремя неизвестными

$$i = C_0 \mathcal{J}_0^{2/3}, \qquad k = C_0 \mathcal{J}_0^{2/3} a, \qquad m = C_0 \mathcal{J}_0^{2/3} b,$$

где

$$A = \sum_1^n \sigma^{4/3}; \qquad B = \sum_1^n \sigma^{5/3}; \qquad C = \sum_1^n \sigma^{12/3}; \qquad D = \sum_1^n \sigma^{16/3};$$

$$\Phi_1 = \sum_1^n \frac{\varphi}{\sigma^{4/3}}; \qquad \Phi_2 = \sum_1^n \varphi; \qquad \Phi_3 = \sum_1^n \varphi\sigma^{4/3}$$

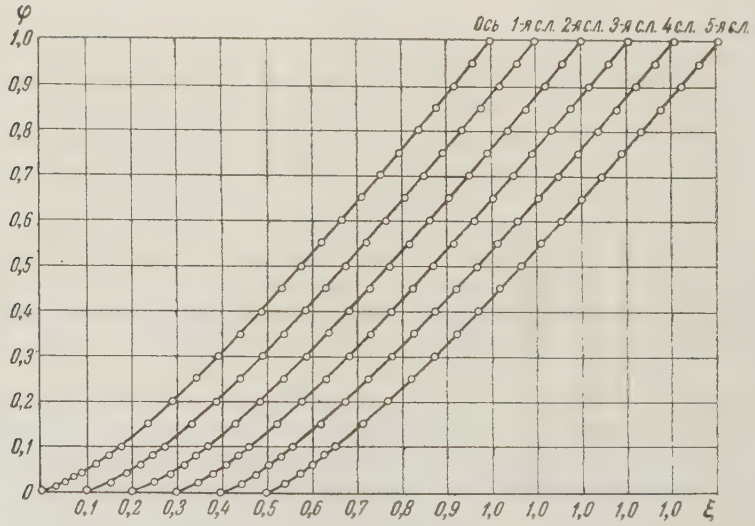


Рис. 1. Изменения относительного потенциала φ вдоль силовых σ линий для 6-го приближения

при n начальных уравнениях, составленных для функции $\varphi(\sigma)$ в прикатодной области (например $0 \leqslant \sigma \leqslant 0{,}15$ вдоль данной силовой линии, ис-

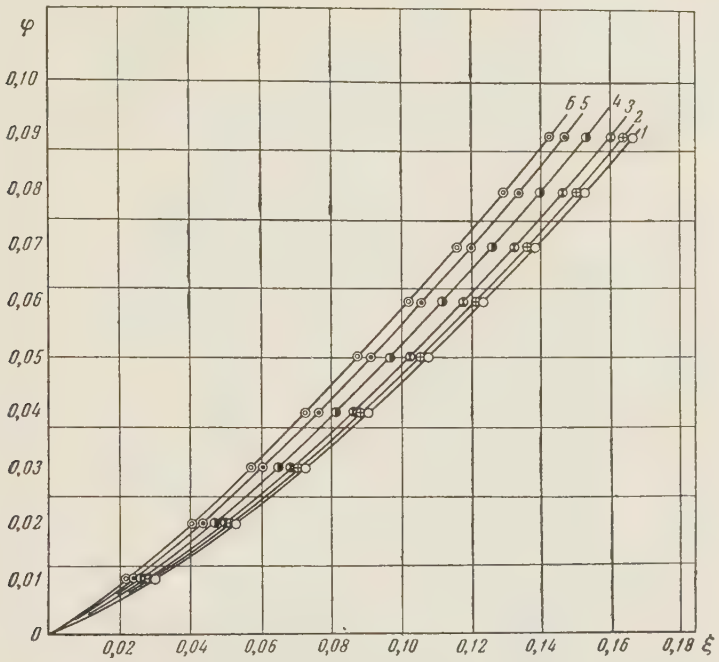


Рис. 2. Изменения φ вдоль силовых линий в прикатодной области для 6-го приближения:

1 — ось; 2 — силовая линия № 1; 3 — силовая линия № 2; 4 — силовая линия № 3; 5 — силовая линия № 3а; 6 — силовая линия № 4а (у края пучка)

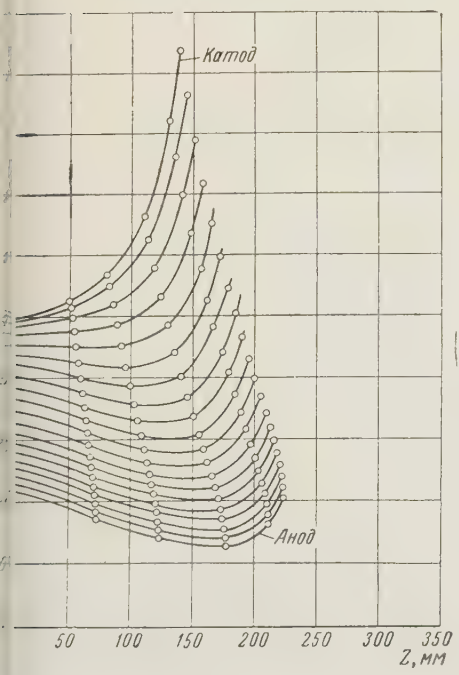


Рис. 3

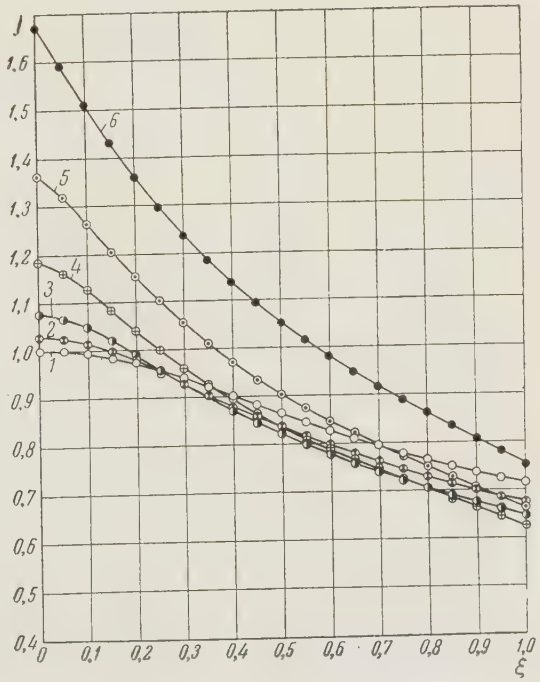


Рис. 4

Рис. 3. Изменения относительной плотности тока j в поперечных сечениях пучка для 6-го приближения

Рис. 4. Изменения относительной плотности тока j вдоль нескольких трубок тока:

1 — ось; 2 — трубка тока № 1; 3 — трубка тока № 2; 4 — трубка тока № 3; 5 — трубка тока № 4; 6 — трубка тока № 5

ходящей из данной точки на контуре эмиттера, где $\varphi = 0$). Решение системы (2) относительно неизвестных i, k, m производится способом алгоритмов Гаусса [6].

Нижеприведенный расчет производился при $n = 10$.

Нами было рассчитано шесть последовательных приближений. Приведем здесь лишь некоторые результаты.

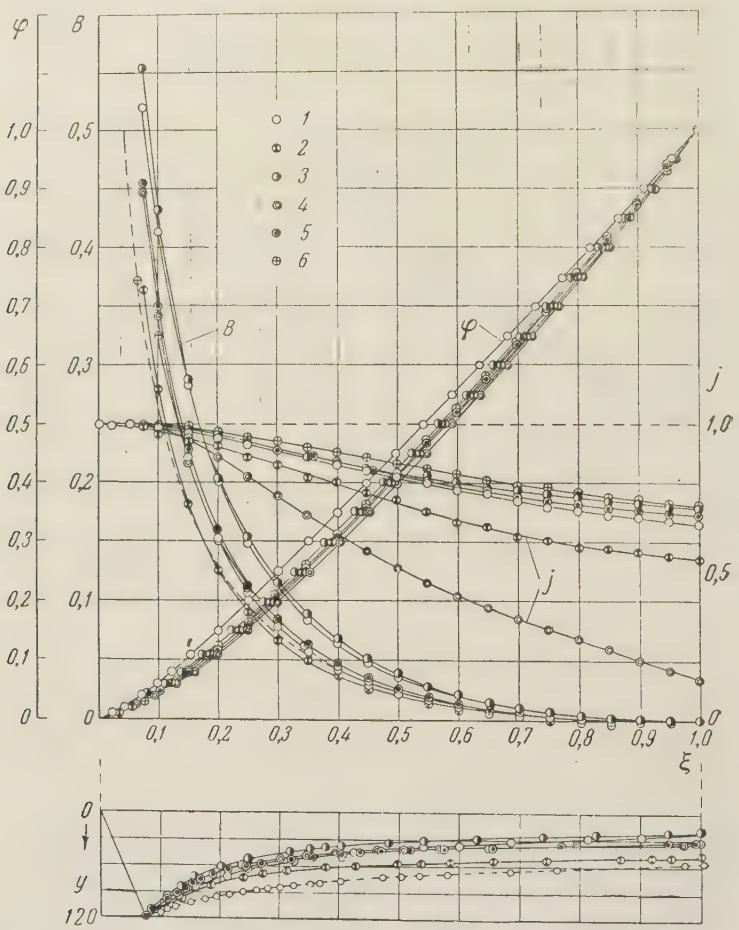


Рис. 5. Изменения относительных величин потенциала φ, плотности тока j, $B = X^2$ и рельефа дна модели вдоль оси симметрии для всех шести приближений:

1 — 1-е приближение; *2* — 2-е приближение; *3* — 3-е приближение; *4* — 4-е приближение; *5* — 5-е приближение; *6* — 6-е приближение

Распределение относительного потенциала φ и относительной плотности тока $j = \mathcal{J}/\mathcal{J}_0$ ($\mathcal{J}_0 = \mathcal{J}(x = 0,\ z = 0) = \text{const}$) для данного n-го приближения в 6-м приближении показаны на рис. 1, 2, 3 и 4.

Изменения j, φ $B = X^2$ и глубины дна $\eta = y/y_0$ в зависимости от ξ вдоль оси симметрии во всех приближениях показаны на рис. 5. Поперечные сечения рельефа дна 5-го приближения (которое дало 6-е приближение поля) показаны на рис. 6. На диаграмме рис. 6 каждая кривая имеет свое начало отсчета на оси y. Вид модели 5-го приближения показан на рис. 7. На рис. 8 показан вид поля 6-го приближения, на котором нанесены эквипотенциали, силовые линии и траектории (обозначено $\zeta = z/L$).

В таблице даны относительные вличины полного тока пучка $J = I/I_0$, плотности тока $j_* = \mathcal{J}/\mathcal{J}_{00}$ на катоде и аноде и степень расширения пучка у анода для всех шести последовательных приближений. В таблице имеется в виду, что $\mathcal{J}_{00}$— плотность тока, рассчитанная по закону Ленгмюра для нашего диода; $I_0 = a\mathcal{J}_{00}$, где a — ширина эмиттера.

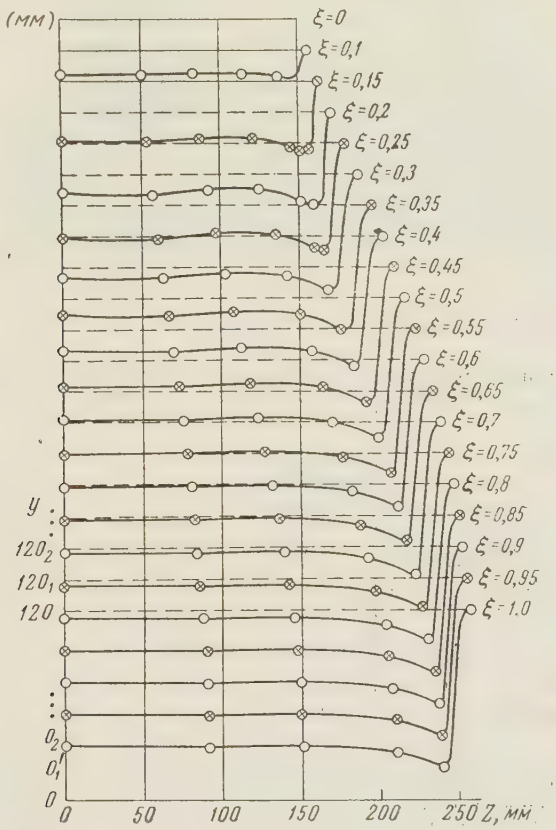


Рис. 6. Поперечные сечения изолирующего дна модели 5-го приближения

Значения потенциалов и плотностей тока вычислялись в относительных единицах и могут быть пересчитаны для любой реальной подобной системы по закону подобия электронно-оптических систем, выраженному, например, в виде

$$Po = \sqrt{\frac{m}{e}}\frac{I}{U^{3/2}} = \text{invar}, \quad Po = \sqrt{\frac{m}{e}}\frac{\mathcal{J}l^2}{U^{3/2}} = \text{invar и др.}$$

Сопоставление всех найденных величин, изображенных на рисунках, а также в таблице, наглядно показывает сходимость процесса последовательных приближений по всем характеристикам двумерного поля, а именно: а) по распределению потенциала $\varphi(\sigma)$; б) по распределению плотности тока $j(\sigma)$; в) по геометрической картине поля: эквипотенциалям $\varphi(x, z) = \text{const}$ и силовым линиям s; г) по семейству траекторий, в частности,— ширине пучка на аноде *.

* При расчете этого пучка по формуле Гудэ и Мюссон-Женона, совпадающей с нашей приближенной формулой, приведенной в [4], на третьем приближении расчет пришлось остановить вследствие того, что дно, пересекая эмиттер под острым (?) углом, резко поднимается кверху, почти совпадая с поверхностью электролита.

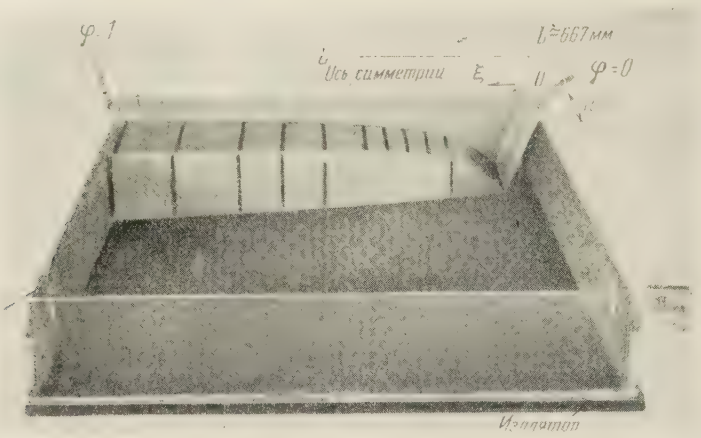


Рис. 7. Общий вид модели с дном 5-го приближения

Изменение параметров пучка в шести последовательных приближениях

Параметр	1-е прибл.	2-е прибл.	3-е прибл.	4-е прибл.	5-е прибл.	6-е прибл.
Расширение пучка на аноде, %	44,0	67,9	61,5	74,0	66,5	65,5
Относительная плотность тока в центре катода, $j_{кат*}$	2,136	1,351	2,020	1,463	1,488	1,452
Относительная плотность тока в центре анода, $j_{ан*}$	1,565	0,736	1,447	0,834	1,030	1,045
Относительный полный ток пучка $J = I/I_0$	2,299	1,652	2,058	1,653	1,662	1,584
Отношение полного тока пучка в данном приближении к полному току 6-го приближения $Po_0 = \text{const}$	1,452	1,043	1,300	1,044	1,049	1,000
Относительный первеанс $Pe = \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}\left(\frac{l}{l_0}\right)^2\left(\frac{U_0}{U}\right)^{3/2}$	0,108	0,068	0,102	0,074	0,075	0,073
	2,150	1,360	2,034	1,472	1,498	1,461

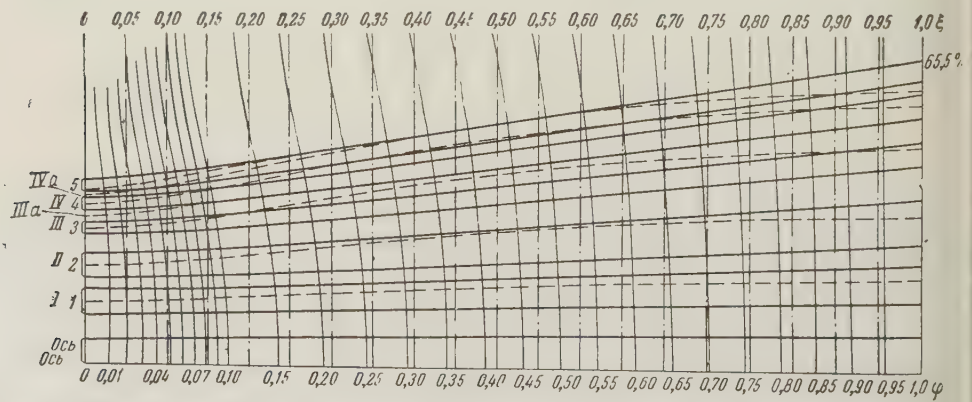


Рис. 8. Чертеж поля 6-го приближения (эквипотенциали, силовые линии, траектории), по оси ординат ξ:

0, 1, 2, 3,... — трубка тока: 0, I, II, III,... — силовые линии

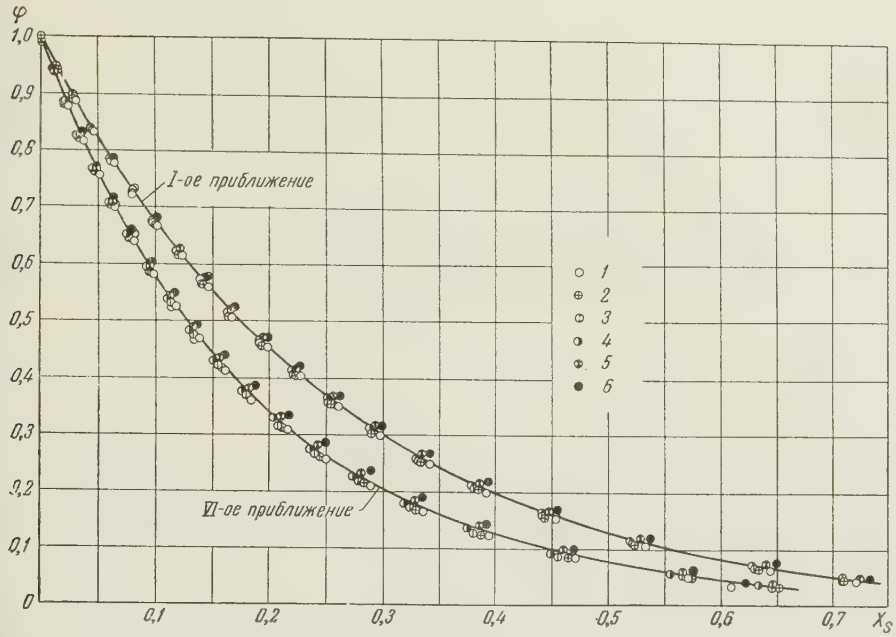


Рис. 9. Зависимость φ_s от интегральной метрики X_s для всех силовых линий в 1-м и 6-м приближениях:

1 — силовая линия: ось; *2* — силовая линия № 1; *3* — силовая линия № 2; *4* — силовая линия № 3; *5* — силовая линия № 4; *6* — силовая линия № 4*а*

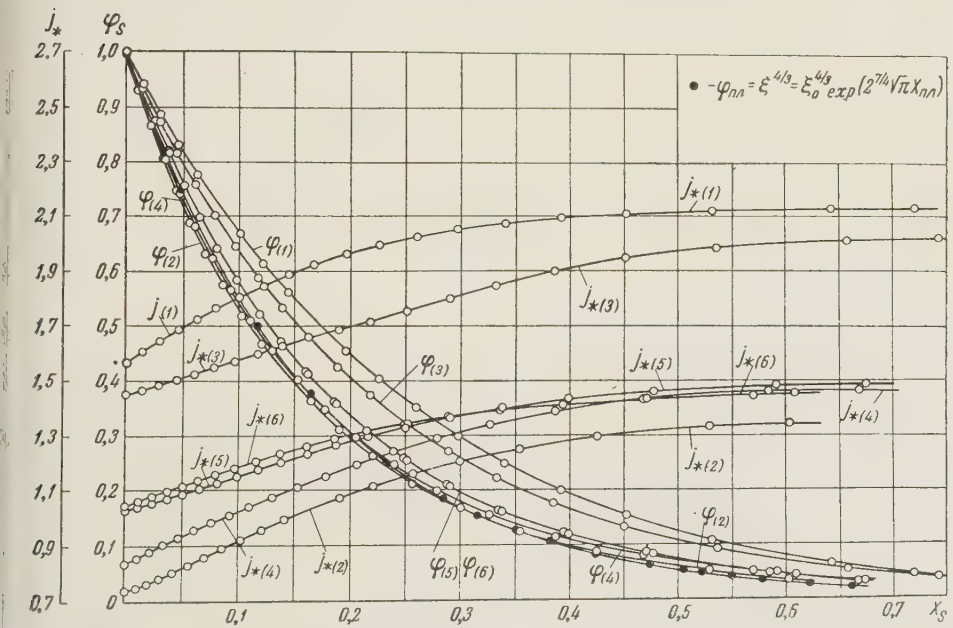


Рис. 10. Зависимость относительного потенциала φ_s и относительной плотности тока j_{*s} от интегральной метрики X_s для оси симметрии во всех шести приближениях

На рис. 9 показаны зависимости потенциала $\varphi(s)$ от X_s для всех силовых линий в 1-м и 6-м приближениях.

Зависимость φ и j_* от интегральной метрики X_s, являющейся здесь обобщенной координатой [1—5], изображенная на рис. 10 для оси симметрии во всех шести приближениях, наиболее полно показывает сходимость выполненного процесса последовательных приближений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опыт работы нескольких лет по применению нашего метода моделирования ионно-оптических систем показывает, что определение формы пучка, с достаточной для практики точностью, дается уже 2-м приближением, т. е. в результате однократного вычисления (ибо модель 1-го приближения строится на основании уже имеющихся представлений).

Следует отметить, что на все вычислительные, механические и экспериментальные работы, связанные с выполнением одного приближения, требуется работа одного — двух лаборантов в течение 3—4 недель (для получения поля 1-го приближения достаточно 2 недель), работающих под руководством инженера.

В вычислительной и экспериментальной работе принимали участие Р. И. Егорова, Е. Н. Пшеничко, В. Н. Дронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Брейтман, Подобие физических явлений с геометрической точки зрения, НДВШ (Энергетика), 1958, 1.
2. В. М. Брейтман, Методы размерностей и подобия интегральных в целом, Тр. межвузовской конференции по вопр. физ. и матем. моделирования. Секция физ. моделирования, МЭИ, 1959, в. 38.
3. В. М. Брейтман, Математическое обоснование метода моделирования двухмерных полей, описываемых обобщенным уравнением Пуассона, на поверхности трехмерного электролита, Изв. вузов МВО СССР (Энергетика), 1960, 9.
4. В. М. Брейтман, Метод приближенного расчета ионных оптических систем с учетом пространственного заряда посредством моделирования в трехмерной электролитической ванне, Докл. АН СССР, 1959, **127**, 6.
5. В. М. Брейтман, Примеры практических расчетов электронных (ионных) оптических систем с учетом пространственного заряда посредством моделирования в трехмерном электролите, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 9, 1484.
6. А. Н. Крылов, Лекции по приближенным вычислениям, Изд. АН СССР, 1940.

Поступила в редакцию
18 XI 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

О ВНЕШНЕЙ ЭМИССИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКОВ. Ч. I.

В. Б. Сандомирский

Рассматривается задача о внешней эмиссии горячих электронов из однородного гомеополярного полупроводника при учете рассеяния носителей только на акустических фононах. На основании функции распределения, полученной Давыдовым, вычислена плотность эмиссионного тока. Кратко проанализированы оптимальные соотношения между параметрами полупроводника. Получено распределение эмиттированных электронов по нормальным компонентам скорости.

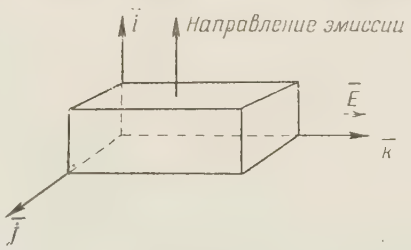
ВВЕДЕНИЕ

В работах Ландау и Компанейца [1] и Давыдова [2] показано, что наложение сильного электрического поля на полупроводник приводит к разогреванию в нем электронного газа. В работе Левитина [3] исследовано влияние этого эффекта на термоэлектронную эмиссию полупроводникового катода. В настоящее время целесообразно рассмотреть эту проблему детальнее.

1. ЭМИССИОННЫЙ ТОК

Рассмотрим однородный гомеополярный полупроводник в виде прямоугольного параллелепипеда достаточно больших размеров (по сравнению с длиной свободного пробега), помещенный в постоянное однородное электрическое поле напряженности

$$\bar{E} = \bar{k}E. \qquad (1)$$



Геометрия показана на рисунке. Нас интересует внешний эмиссионный ток в направлении, перпендикулярном электрическому полю, например в направлении $\bar{i}$. Будем считать, что рассеяние электронов происходит только на акустических фононах. Изоэнергетические поверхности в зоне проводимости считаются сферическими:

$$W = \frac{p^2}{2m}, \qquad (2)$$

где W — энергия электрона с квазиимпульсом $\bar{p}$ и эффективной массой m.

Симметричная часть функции распределения для области сильных полей, полученная Б. И. Давыдовым [2], имеет вид

$$f_0(p) = Ce^{-\frac{p^2}{2mkT}}\left(\frac{p^2}{2\alpha kTm}+1\right)^{\alpha}, \qquad (3)$$

где C — пормировочный множитель; T — абсолютная температура;

$$\alpha = \frac{3\pi}{16}\left(\frac{\mu_0 E}{s}\right)^2; \qquad (4)$$

s — скорость звука; μ_0 — подвижность в слабом поле:

$$\mu_0 = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{ql}{\sqrt{mkT}};$$

q — абсолютная величина заряда электрона; l — длина свободного пробега, обусловленная рассеянием на акустических фононах. Давыдов показал [2], что несимметричная часть функции распределения вплоть до предпробойных полей гораздо меньше симметричной (их отношение порядка скорости звука к средней тепловой скорости). Поэтому при вычислении эмиссионного тока будем учитывать только функцию $f_0(p)$.

Легко найти, что в области сильных полей $\alpha \gg 1$ нормировочный коэффициент C равен:

$$C = \frac{\pi^{3/2}\hbar^3}{2^{1/4}}\frac{n}{(mkT)^{3/2}\alpha^{3/4}}, \tag{5}$$

где n — концентрация электронов в зоне проводимости. Для оценок полезно также знать среднюю энергию электронов, которая при $\alpha \gg 1$ равна

$$\bar{\varepsilon} = \left(\frac{27}{4}\right)^{1/4}\alpha^{1/2}kT. \tag{6}$$

Теперь вычислим плотность эмиссионного тока

$$j = q\int\limits_{\sqrt{2m\chi}}^{\infty} dp_x \frac{p_x}{m}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dp_y \int\limits_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} f_0(p). \tag{7}$$

Здесь χ — энергия электронного сродства. Переходя в (7) к сферической системе координат, после ряда несложных преобразований получаем

$$j = \frac{8\pi qmC}{(2\pi\hbar)^3} I, \tag{8}$$

где

$$I = \frac{\chi^2}{2}\int\limits_1^{\infty} e^{-\lambda t}\left(\frac{\lambda}{\alpha}t + 1\right)^{\alpha}(t-1)\,dt. \tag{9}$$

Здесь $\lambda = \chi/kT$ (напомним, что обычно $\lambda \gg 1$; это везде принимается в дальнейшем). Так как максимум подынтегральной функции лежит в точке

$$t_1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{4\alpha}{\lambda^2}}, \tag{10}$$

то отсюда следует, что значительного влияния на j можно ожидать лишь при $\alpha > \lambda$; в противном случае $\alpha/\lambda^2 \ll 1$ и $t_1 \simeq 1$. Но тогда, как легко видеть из (9), величина I не может быть большей. Поэтому рассмотрим следующий предельный случай:

$$\frac{\alpha}{\lambda} \gg 1. \tag{11}$$

Асимптотически вычисляя (9), при условии (11) получаем

$$j = \frac{qk^{1/2}}{2^{7/4}\pi^{1/2}m^{1/2}}\frac{kT}{\chi}T^{1/2}\alpha^{3/4}ne^{-\lambda^3/2\alpha}. \tag{12}$$

Так как $\lambda^2/2\alpha = \lambda(\lambda/2\alpha) \ll \lambda$, то ток, вычисленный по формуле (9), будет значительно больше, чем получаемый по обычной формуле термоэмиссии.

Из выражения (9) следует, что в области полной ионизации примеси ток будет возрастать с понижением температуры. Действительно, так как $\mu_0 \sim T^{-3/2}$, то

$$\frac{\lambda^2}{2\alpha} \sim T. \tag{13}$$

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭМИТТИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

Нетрудно получить, что распределение эмиттированных электронов по импульсу p_x в потоке имеет вид

$$dn(p_x) = \frac{4\pi C}{(2\pi\hbar)^3}\, T p_x \int_\omega e^{-t}\left(\frac{t}{\alpha}+1\right)^\alpha dt dp_x, \tag{14}$$

где $\omega = \frac{p_x^2}{2mkT} + \lambda$. Здесь p_x — импульс уже вылетевшего электрона. Асимптотически вычисляя распределение эмиттированных электронов по формуле (14) при $\alpha \gg 1$, получаем

$$dn(p_x) = \frac{4\pi CkT}{(2\pi\hbar)^3}\, p_x \frac{\alpha\left(\frac{\omega}{\alpha}+1\right)^{\alpha+1} e^{-\omega}}{\omega + 2\alpha} dp_x. \tag{15}$$

Находя импульс $(p_x)_{\text{макс}}$, соответствующий максимуму распределения в потоке, имеем

$$(p_x)_{\text{макс}} = (mkT)^{1/2}[(\lambda^2 + 2(\lambda+\alpha))^{1/2} - \lambda]^{1/2}. \tag{16}$$

При $\alpha/\lambda^2 \ll 1$ это дает

$$(p_x)_{\text{макс}} = (mkT)^{1/2}\left(\frac{\alpha}{\lambda}\right)^{1/2}. \tag{16а}$$

Средний импульс согласно выражению (14) равен

$$\bar{p}_x = \frac{2}{3}\frac{\int_0^\infty p_x^4 e^{-\omega}\left(\frac{\omega}{\alpha}+1\right)^\alpha dp_x}{\int_0^\infty p_x^3 e^{-\omega}\left(\frac{\omega}{\alpha}+1\right)^\alpha dp_x}. \tag{17}$$

Из (17) следует, что $\bar{p}_x \to \infty$ при $\alpha \to \infty$. Это доказывает, что средняя величина нормальной составляющей скорости эмиттированных электронов может быть значительно больше тепловой скорости. Таким образом, эмиттированные электроны движутся со скоростью, гораздо большей дрейфовой скорости электронов в полупроводнике.

3. НЕКОТОРЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ Ge И Si

Интересно оценить величину эмиссионного тока для таких полупроводников, как Ge и Si. При этом следует, однако, сделать следующее важное замечание. Формулу (12) можно, по-видимому, рассматривать как весьма грубое приближение, поскольку не были учтены различные виды потерь энергии быстрыми электронами. В первую очередь сюда относятся потери на испускание оптических фононов и ударную ионизацию.

При оценках будем брать только такие значения электрических полей, при которых на вольтамперных характеристиках еще не наступает насыщение, связанное с рассеянием на оптических фононах.

1. Ge. $T = 300°$ K, $\chi = 4{,}1$ *эв*, $\mu_0 = 3{,}9 \cdot 10^3$ *см²/в сек*, $s = 5 \cdot 10^5$ *см/сек*, $E = 3{,}5 \cdot 10^3$ *в/см*. Получаем

$$j = 5{,}7 \cdot 10^{-26}\ n\ a/см^2, \tag{18}$$

где n надо брать в $см^{-3}$. Таким образом, даже при больших концентрациях носителей получается ничтожный ток. Если можно снизить χ у Ge, то ток получится значительно больший. Так, при $\chi = 1{,}9$ *эв* имеем

$$j = 6 \cdot 10^{-16}\ n\ a/см^2.$$

2. Si. $T = 300°$ K, $\chi = 2{,}5$ *эв*, $\mu_0 = 1{,}7 \cdot 10^3$ *см²/в сек*, $E = 2 \cdot 10^4$ *в/см*, $s \simeq 5 \cdot 10^5$ *см/сек*. Получаем

$$j = 3{,}8 \cdot 10^{-13}\ n\ a/см^2, \tag{19}$$

т. е. значительно больший эффект, чем для Ge.

В следующей работе будут учтены процессы рассеяния на оптических фононах, электрон-электронные столкновения и ударная ионизация.

Автор весьма признателен М. И. Елинсону за предложение темы и полезное обсуждение результатов работы, а также благодарен В. Л. Бонч-Бруевичу и Ш. М. Когану за ряд ценных советов и обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Ландау, А. Компанеец, ЖЭТФ, 1935, 5, 296.
2. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ, 1937, 7, 1069.
3. С. М. Левитин, ЖТФ, 1953, 23, 1700.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
18 XI 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА
1960 № 10

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИНДИЦИРОВАНИЕ КРУПНЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КАТОДОВ ИЗ ВОЛЬФРАМА*

У. В. Азизов, Д. Н. Васильковский, В. М. Султанов

Описываются методы получения крупных монокристаллических зерен вольфрама во время металлургического (порошкового) процесса и способы изготовления из этих зерен плоских, цилиндрических и сферических монокристаллических катодов.

При решении ряда задач катодной электроники (измерение работы выхода граней, теплот адсорбции на них, изучение поверхностной диффузии и т. д.) удобно пользоваться крупными монокристаллическими катодами, имеющими грани площадью 0,25—1 $см^2$ и более. В настоящей работе описывается способ изготовления подобных катодов из вольфрама.

Крупные вольфрамовые монокристаллы были получены в штабиках в производственных условиях. Для этого были изменены принятая технология получения вольфрамового порошка и режим сварки штабиков. Количество вольфрамового ангидрида, помещаемого в стандартную никелевую лодочку для восстановления, было уменьшено до 50 *г*. Лодочка пропускалась через две водородных трубчатых печи в течение 5 *час*. При этом температура восстановления увеличивалась с 550 до 900° С по зонам печи, что позволило довести средний размер зерен в порошке до 1 *мк* (вместо нескольких микронов в промышленном порошке). Порошок трижды просеивался через сито с размером отверстия около 0,1 *мм*. Результат описанного процесса зависит от ряда факторов: зернистости вольфрамового ангидрида, температуры по зонам водородной печи, скорости движения в ней лодочки с вольфрамовым ангидридом и т. д. Правильная технология приводит к получению мелкозернистого вольфрамового порошка, необходимого для приготовления крупнокристаллических штабиков. Описанный режим восстановления был выбран после многочисленных проб.

Мелкозернистый порошок прессуется в штабики по технологии, мало отличающейся от промышленной, с мерами, предохраняющими его от загрязнения обычным порошком из цеховых приспособлений. Спекание штабиков происходит в трубчатой водородной печи; наилучший результат дало пятичасовое спекание при 800—900 °С. Загрязнение водорода парами воды при использовании для спекания муфельной печи, а также увеличение температуры затрудняют получение больших кристаллов.

В сваренном штабике у его концов в областях с наибольшими продольными градиентами температуры вырастают наиболее крупные кристаллы. Поэтому оказалось рациональным пользоваться укороченными до 120—220 *мм* штабиками вместо стандартных 500 *мм*. Сваренные штабики имеют сечение от 11,4×6,8 до 11,4×10,2 *мм*. Для роста в них крупных зерен, даже с использованием мелкозернистого порошка, приходится сильно увеличивать время сварки при медленном увеличении ее температуры. Приведем характерный режим сварки штабиков размером 11,4×10,2×(120—220) *мм*. Прокалка штабика током 20 *а* длилась 10 *мин*.

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

Затем ток увеличивается от 200 до 1000 *а* скачками по 200 *а* через каждые 10 *мин*. Далее в интервале 1050—1950 *а* ток увеличивается скачками по 50 *а* через каждые 15 *мин*; в интервале от 2000 до 3450 *а* — с промежутками в 20 *мин*. При токах 3500 и 3550 *а* штабики выдерживаются 1 *час* и при токе 3600 *а* — 2 *час*. Охлаждение штабика после сварки длится 5 *мин*. Более подробно технология описана в [1]. Около 10% крупнокристаллических штабиков имели монокристаллы, достигающие 2—5 *см* длины и занимающие все поперечное сечение штабика. В большинстве же образцов поперечное сечение занято 2—3 крупными кристаллами, имеющими плоскую поверхность, достигающую 1—2 *см*^{2}. Эти крупные зерна иногда разделены мелкокристаллическим металлом.

Рис. 1. Сваренный штабик с крупными монокристаллическими зернами (обозначены приблизительные ориентации наиболее крупных кристаллов)

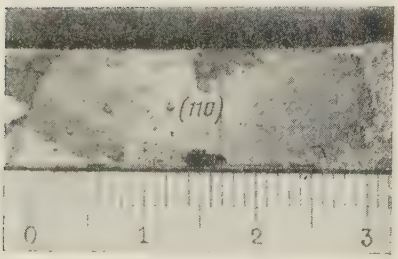


Рис. 2

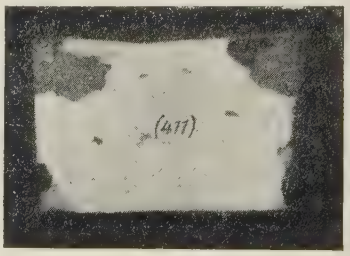


Рис. 3

Рис. 2. Крупное зерно (110) в штабике

Рис. 3. Поперечный разрез штабика. Монокристалл (411) занимает почти все поперечное сечение

В ориентации отдельных монокристаллов никакой закономерности не было обнаружено. Первая оценка размера зерен в штабике после его травления может быть произведена невооруженным глазом. Отдельные зерна становятся ясно видимыми благодаря различному отражению света от протравленных поверхностей различной кристаллографической ориентации. На рис. 1—3 приведены фотографии участков крупнокристаллических штабиков после их травления. Качество кристаллических поверхностей и их ориентации могут быть изучены микроскопически. Оказалось, что на поверхности кристаллов имеется небольшое количество микровкраплений с измененной кристаллографической ориентацией, однако при сошлифовке нескольких микронов металла их число заметно убывает. В глубине кристалла имеется некоторое число, по-видимому, сферических пор размером 3—7 *мк*. Точное установление их формы осложнено тем, что поры обнаруживаются после полировки и электрополировки кристалла в растворе щелочи. Последняя, производя некоторое растравливание пор, может исказить их форму. После помещения кристалла в прибор и его термообработки об однородности поверхностей можно судить по эффекту Шоттки.

Во многих исследованиях возникновение какой-либо волнистой структуры на поверхности прежде гладкого образца может исказить резуль-

таты измерений и усложнить их трактовку. Важный вопрос устойчивости различных граней кристалла очень сложен, но может быть рассмотрен при известных упрощениях. Достаточно принять, как это было сделано Странским и Зурманом [3], аддитивность сил междуатомного взаимодействия и их быстрое убывание с расстоянием, чтобы прийти к следующему. Устойчивые плоскости должны содержать в себе сетку различных векторов, которые соединяют между собой соседей в решетке, обладающих заметным взаимодействием. Произвольное отклонение ориентации поверхности от такой грани несомненно приведет к увеличению поверхностной энергии. Для объемно-центрированной кубической решетки это прежде всего грани {110} и {100}, которые можно надеяться без особых трудностей получить в виде хороших плоскостей. Более проблематична устойчивость граней {112} и {111}, которая определяется взаимодействием третьих соседей. По мнению некоторых авторов [2], в тантале оно исчезающе мало, чем и объясняется отсутствие граней {112} и {111} на картинах электростатической эмиссии тантала.

Поверхность произвольной ориентации можно построить из ступеней трех устойчивых граней. Если эти грани ближайшие по ориентации к данной макроповерхности, то ее поверхностная энергия, подсчитанная по числу разорванных связей, будет минимальной, а эта структура реально существует на поверхности кристалла. В этом случае плотность поверхностной энергии выражается следующим образом:

$$E = E_1\left\{\cos p - \frac{\sin p}{\sin S_1}\left[\operatorname{ctg} S_2 \sin(S_1 - \lambda) + \operatorname{ctg} S_3 \sin\lambda\right]\right\} + \\ + E_2 \frac{\sin p \sin(S_1 - \lambda)}{\sin S_1 \sin S_2} + E_3 \frac{\sin p \sin\lambda}{\sin S_1 \sin S_3}, \qquad (1)$$

где p, λ — полярный угол и широта, определяющие макроориентацию рассматриваемой грани; удельные поверхностные энергии ближайших к ней устойчивых граней с координатами (0, 0), (S_2, 0) и (S_3, S_1) равны соответственно E_1, E_2 и E_3. Мы видим, что физические закономерности, определяемые формулой (1), по существу, не должны зависеть от конкретного значения E_i, т. е. от конкретного вида сил междуатомного взаимодействия. Если задать поверхностные энергии граней {110}, {100}, {112} и {111} по Странскому и Зурману [3], то энергии для всех рассчитанных ими направлений совпадут с расчетом по формуле (1).

Анализ формулы позволяет утверждать следующее. Ребрам и вершинам кристалла равновесной формы по Вульфу соответствуют энергетические максимумы соотношения (1); на них же пересекаются все возможные бициналы.

Неаддитивность взаимодействия атомов в решетке скажется в смещении атомов ребер и вершин ступенек и обусловит снижение энергии. Это повлечет за собой скругление ребер и вершин кристалла равновесной формы. Не исключено, что подобное скругление, захватив всю узкую грань, может привести к исчезновению граней {112} и {111} на картинах электростатической эмиссии даже при заметном взаимодействии третьих соседей (конечно, настаивать на новой интерпретации пока преждевременно).

На всех промежуточных гранях должны быть устойчивыми ступени единичной высоты одного или нескольких размеров, что при неизменной энергии соответствует наибольшей энтропии поверхности. Возможность возникновения крупноступенчатой структуры на ряде граней, на которую как будто бы указывала модель Странского и Зурмана, мало реальна. Об этом, по-видимому, говорит и тот факт, что при современном развитии микроскопической техники подобные ступени не наблюдались. Любое изменение формы поверхности внутри неизменного контура, если ориентация контура целиком заключена внутри сферического треугольника, имеющего вершинами направления устойчивых граней, не меняет

энергию окруженной им поверхности. Это позволяет надеяться получить хорошие поверхности произвольной ориентации и формы при исключении на всех этапах термообработки действия плохого вакуума (хуже 10^{-5} *мм* рт. ст.), температурного градиента и других факторов, могущих вызвать изъязвление поверхности. Раз возникшие неровности должны практически сохраняться на поверхности сколь угодно долго из-за малости возможных сил, выглаживающих поверхность.

Изготовление крупных монокристаллических катодов из вольфрама механической обработкой было описано в литературе [4]. Хрупкость больших кристаллов и необходимость доведения изготовляемого катода до возможно меньшего объема при заданной величине поверхности, что может значительно облегчить обезгаживание кристалла, сильно затрудняют его обработку. Мы считаем более рациональным применение для этой цели электроискровой обработки с последующими полировкой и электрополировкой поверхности. Так, на изготовление полой полусферы диаметром 1 *см*, необходимой в качестве катода мартиновского проектора, было затрачено всего несколько часов, вместо 4—5 недель, затрачиваемых на него при механической обработке. На рис. 4 дана фотография изготовленной нами полусферы на поддерживающем цилиндре. Еще быстрее может быть вырезан плоский катод.

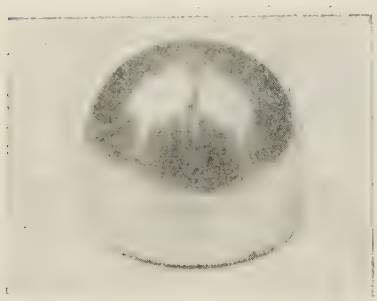


Рис. 4. Монокристаллическая вольфрамовая полусфера, изготовленная электроискровым методом, после полировки

При изготовлении монокристаллических катодов весьма важно уметь найти кристаллографическую ориентацию произвольной кристаллической поверхности или положения определенных граней в кристалле. Наиболее быстро это осуществляется микроскопически по фигурам химического травления вольфрама в щелочном растворе красной кровяной соли или при его анодном растворении в растворе щелочи. Довольно легко можно получить четкие фигуры травления, ограниченные гранями {110}. Их ребрами являются три разных направления ⟨111⟩. Углы между проекциями ребер, хорошо измеряемые при помощи оптического микроскопа, однозначно определяют пространственную ориентацию кристалла. Эта задача была решена аналитически и номографирована [5].

Предлагаемый метод позволяет быстро отыскивать плоскую поверхность кристалла с заданной ориентацией или дает положение любой грани в изучаемом кристалле. Если необходимо получить плоскости {100} и {110}, более удобно пользоваться другими методами. Для нахождения ориентации грани {110} можно воспользоваться методом отражения света от протравленного кристалла. При необходимости получения плоскости {100} можно использовать свойство большого монокристалла вольфрама раскалываться преимущественно по этой грани. Этот излом в любом случае резко отличается от раковинистого междукристаллического, а при достаточном навыке экспериментатора может быть получен в виде хороших плоскостей {100}. Нам удалось получить кристалл, на поверхности которого имеются три различных грани куба (одной как поверхности кристалла в штабике и двух на его изломах).

Свойство кристалла вольфрама ломаться по граням {100}, а не по {110}, что казалось бы более вероятным с энергетической точки зрения, можно попытаться объяснить при помощи дислокационной теории. В ней предполагается, что усталостные трещины образуются в результате слияния ряда одноименных линейных дислокаций в большую дислокацию, которая затем является зародышем расщепления кристалла. Кроме того, из энергетических соображений следует, что одна дислокация с вектором

Бургерса a [100] более устойчива, чем эквивалентная ей пара дислокаций с векторами Бургерса $\frac{a}{2}[1\bar{1}1]$ и $\frac{a}{2}[11\bar{1}]$. Следовательно, излом должен образовываться в плоскости [100], как это и происходит.

ЛИТЕРАТУРА

1. У. В. Азизов, В. М. Султанов, Сб. Некоторые вопросы катодной электроники, Изд. САГУ, Ташкент, 1959.
2. M. Drechsler, R. Vanselow, Z. Kristallogr., 1956, 107, 161.
3. I. N. Stranski, R. Suhrmann, Ann. Physik, 1947, 1, 153.
4. S. T. Martin, Phys. Rev., 1939, 56, 947.
5. Д. Н. Васильковский, Сб. Некоторые вопросы катодной электроники, Изд. САГУ, Ташкент, 1959.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭФФЕКТИВНЫХ ЭМИТТЕРОВ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ*

В. Н. Лепешинская, В. Л. Борисов, Т. М. Перчанок

Рассмотрены процессы диффузии и окисления легкого компонента сплавов CuAlMg и CuBe при активировании их и показана возможность оценки толщин образующихся пленок окисла. Описаны измерения квээ σ и кноэ η в большом диапазоне энергий первичных электронов и показано, что значение η, присущее окислам, порядка 15%, а присущее подложке (неактивированному сплаву) — порядка 30%. По изменению хода кривой η (E_p) можно также оценить толщину пленки окисла. Эта оценка дала значения, удовлетворительно совпадающие с данными, вычисленными по диффузии и окислению. Показано, что распределение вторичных электронов по энергиям в диапазоне E_p от 1 до 30 *кэв* не изменяется в пределах погрешности опытов.

ВВЕДЕНИЕ

Магниевые и бериллиевые сплавы превращаются в эффективные эмиттеры после соответствующего активирования. Начиная с 1938 г. появляются патенты и описания способов активирования, при которых получаются эмиттеры, коэффициент вторичной электронной эмиссии (квээ) которых в максимуме превышает 10.

Принципиально активирование, как известно, сводится к прогреву образцов в окислительной среде. Вариациями способов обработки являются изменения состава окислительной среды и ее давления, а также подбор температуры и времени прогрева.

В результате активирования на поверхности сплава образуется слой окисла легкого металла (т. е. магния или бериллия), как это неоднократно было показано электронографическими исследованиями [1]. Толщина слоя, его электропроводность и вторично-эмиссионные свойства связаны с условиями активирования. После термической обработки образцы должны приобретать необходимые, наперед заданные свойства. Это может быть достигнуто путем управления теми физическими процессами, которые обусловливают активирование.

1. АКТИВИРОВАНИЕ

Такими процессами являются диффузия и окисление. Для того чтобы образовалась активная пленка необходимой толщины, надо, чтобы на поверхность продиффундировало соответствующее количество магния или бериллия и соединилось с кислородом. Скорость процессов диффузии и окисления существенно зависит от температуры, а толщина образующейся пленки — от времени.

1. Диффузия. Из законов диффузии известно [2], что количество продиффундировавшего вещества

$$S = 2qC_2\sqrt{\frac{Dt}{\pi}},$$

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

ще q — площадь, по которой идет диффузия; C_2 — начальная концентрация; t — время; D — коэффициент диффузии.

Коэффициент диффузии, в свою очередь, есть экспоненциальная функция температуры:

$$D = D_0 e^{-\frac{Q}{RT}},$$

где R — газовая постоянная; T — абсолютная температура; D_0 — коэффициент, характеризующий исследуемый сплав; Q — энергия активации. Кроме того, D зависит от концентрации компонентов, но при малых концентрациях магния или бериллия, с которыми обычно встречаются в изучаемых сплавах, эта зависимость пренебрежимо мала. Для некоторых из интересующих нас сплавов коэффициент диффузии D или константы D_0 и Q экспериментально определены рядом авторов [3]. Так, например, для диффузии Be в Cu при 800° C $D = (3—4)\cdot 10^{-10}$ *см²/сек*; для диффузии Mg в Al при 500° C $D = (1{,}1—2{,}1)\cdot 10^{-9}$ *см²/сек* или $D_0 = 1{,}2\cdot 10^{-1}$ *см²/сек* и $Q = 32200$ *кал/г-ат*.

Пользуясь подобными данными, можно вычислить, сколько времени при данной температуре надо греть сплав, чтобы через его поверхность продиффундировало и окислилось необходимое количество Mg или Be. Толщина слоя окисла должна обеспечить высокие вторично-эмиссионные свойства этих пленок. Для этого надо, чтобы при заданной энергии первичных электронов толщина пленки была больше эффективной глубины выхода вторичных электронов. Эффективной глубиной выхода вторичных электронов мы называем ту максимальную глубину, с которой эти электроны выходят еще в заметном количестве. Эффективный пробег первичных электронов — это та глубина, на которую проникает еще заметное количество первичных электронов. Для диэлектриков эффективная глубина выхода вторичных электронов равна примерно 200—300 атомным слоям [4].

2. Окисление. Диффундирующий из сплава легкий металл в окислительной среде сразу же соединяется с кислородом.

Окисление металлов [5] может протекать по трем законам: линейному, параболическому и логарифмическому. Для магния установлено [5], что окисление идет по линейному закону $\Delta m = k_1 t$, а для бериллия — по параболическому закону $(\Delta m)^2 = k_2 t$, где t — время; Δm — приращение веса в граммах; k_1 и k_2 — константы, характеризующие не только данный металл и его окисел, но и являющиеся функциями температуры и давления окислительной среды. Зависимость постоянных от температуры имеет экспоненциальный характер: $k_i = A_i e^{-\frac{Q_i}{RT}}$, где R — газовая постоянная; T — абсолютная температура; QA_i — энергия активации; A — константа, определяемая экспериментально. По данным [6] для бериллия $A_2 = 3{,}5\cdot 10^{-3} г^2 см^{-4} сек^{-2}$ и $Q_2 = 50300$ *кал/г-ат*; для магния [7] $A_1 = 1{,}7\cdot 10^{-6} г см^{-2} сек^{-1}$ и $Q_1 = 50500$ *кал/г-ат*. Зависимость от давления при линейном законе окисления в большинстве случаев невелика, обычно $k_1 \sim \sqrt{P}$. Этот тип зависимости использован и в настоящей работе. При параболическом законе зависимость от давления еще меньше; во многих случаях скорость окисления оказывается пропорциональной корню седьмой степени из P.

Ввиду того, что слой MgO неплотный, принято вычислять толщину пленки по формуле $\Delta\xi = k_1' t$, где $k_1' = k_1 \frac{M_{Me}}{M \rho_{Me}}$; $k_1 = Ae^{-\frac{Q_i}{RT}}$; M_{Me} — атомный вес металла; M_x — атомный вес отрицательного компонента; ρ_{Me} — плотность металла.

На основании предварительных расчетов мы задались температурой, в случае магниевого сплава равной 600° C и, пересчитав к нашим условиям табличные данные для константы окисления Mg [7], получили, что слой

в 600—1000 Å окисляется примерно за 10—15 *мин* при давлении кислорода 0,1 *мм* рт. ст. Если окислительной средой является не кислород, а более тяжелый газ, например CO_2, то окисление пойдет несколько медленнее.

Толщину пленки бериллия мы определяли, исходя из параболического закона окисления. Приняв плотность BeO равной 3,025 *г/см*^{3} и пересчитав табличные [6] значения для A_2 и Q_2 к нашим условиям, мы получили, что слой окисла в 600—1000 Å при 800° С и давлении 0,1 *мм* рт. ст. получится не менее чем за 30 *мин*.

Ниже приводится таблица, в которой указаны сравнительные данные толщин пленок окиси магния, полученных на сплаве CuAlMg (93% Cu, 6% Al, 1% Mg) за различное время активирования. Температура активирования была 600° С, давление $CO_2 = 0{,}1$ *мм* рт. ст. В этой же таблице в графе IV даны значения толщин пленок, определенные из кривых неупругого отражения электронов способом, описанным в § 2.

Время активирования, *мин*	Толщина слоя MgO, Å			$\sigma_{макс}$	$E_{рмакс}$, *эв*	$E^*_р$, *кэв*
	рассчитанная по					
	диффузии	окислению	данным η			
1	180	—	225	10,2	700	1,3
3	310	180	300	11,3	800	1,6
5	400	300	350	12,1	900	1,8
10	560	600	490	13,1	1000	2,3
15	690	900	820	13,0	1100	3,4
20	800	1200	—	12,5	1300	—
60	1380	—	1300	8,5	1300	4,3

Примечание. Расчет толщин пленок по окислению за малые промежутки времени не может быть сделан на основании линейного закона, так как вначале окисление подчиняется иному закону.

Как видно из таблицы, толщины пленок, вычисленные различными способами, удовлетворительно совпадают, хотя при вычислениях были сделаны некоторые предположения и допущения (например о законе потерь энергии первичными электронами в слое MgO, пересчет константы окисления к иным температурам и давлениям и т. п.).

Приведенные расчеты позволяют оценить толщины получаемых пленок, пользуясь законами диффузии и окисления, и показывают возможность регулирования как толщины, так и состава пленки, так как при нагревании сплава в окислительной среде происходит не только окисление, но и диффузия легкого металла сквозь свой окисел. Этот процесс протекает значительно медленнее, чем окисление, однако достаточно быстро для того, чтобы образовать примеси, за счет которых пленка становится полупроводником, обычно с избытком металла против стехиометрического состава. Вероятно, этим объясняется снижение квээ σ, который для эффективных эмиттеров на основе сплава равен $\sigma_{макс} = 10—12$, в то время как для чистой окиси магния (моно- или поликристалла) получены значения $\sigma_{макс} = 20—24$ [8]; но электропроводность активных пленок увеличивается по сравнению с диэлектрическими слоями чистой MgO, что позволяет работать с пленками на сплаве без зарядки поверхности, в особенности если дополнительно эмиттеры нагревать до 300—400° С при плотностях первичных токов порядка $10^{-7}—10^{-6}$ *а/см*^{2}.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ВТОРИЧНОЙ ЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ σ И КОЭФФИЦИЕНТА НЕУПРУГОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ η

1. Характеристики $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$ в диапазоне средних нергий первичных электронов. Пользуясь тем обстоятельгвом, что при надлежащих условиях опыта зарядка поверхности активных пленок при попадании на нее первичных электронов отсутствуг, мы проводили большинство измерений статическим методом. Прибор представлял собой квазисферический конденсатор с обычной или ысоковольтной электронной пушкой. Для увеличения электропровод-

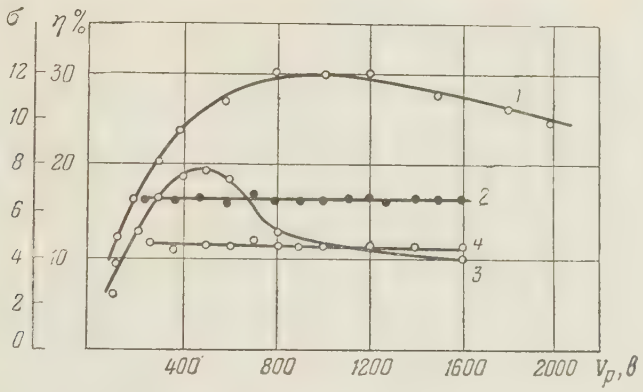


Рис. 1. Зависимость квээ σ и киоэ η от энергии первичных электронов в среднем диапазоне E_p:

1 — $\sigma(E_p)$ для сплава CuAlMg (93% Cu, 6% Al, 1% Mg); *2* — $\eta(E_p)$ для того же сплава; *3* — $\sigma(E_p)$ для сплава CuBe (98% Cu, 2% Be); *4* — $\eta(E_p)$ для того же сплава

ости пленки температура в момент измерений поддерживалась 350° С. Схема измерений была общепринятой. Было произведено одновременное змерение квээ σ и коэффициента неупругого отражения электронов киоэ) η в большом диапазоне энергий первичных электронов E_p. Для пределения σ токи измерялись в цепи мишени. Величина η определялась на основании измерений тока неупруго-отраженных электронов цепи коллектора при подаче на него—50 *в* относительно заземленой мишени.

Для средних энергий первичных электронов данные о зависимости от E_p хорошо известны. $\sigma_{макс}$ колеблется для нормально активированных образцов от 10 до 15, причем $E_{p\,макс}$ находится в области от 00 до 1000 *эв*. Данных о киоэ η для активированных сплавов ранее е было опубликовано. Неупруго-отраженными электронами мы называем, как это принято в большинстве работ, все те, энергия которых ольше 50 *эв*. В области средних энергий первичных электронов, от 00 до 2000 *эв*, величина η примерно постоянна и равна 15—16% для ленок MgO и 12—13% для пленок BeO, образующихся на соответствующих сплавах. Кривые $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$ для среднего диапазона E_p риведены на рис. 1.

2. Характеристики $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$ в диапазоне больших нергий первичных электронов. Эти зависимости представляют существенный интерес в области E_p от 0,5 до 30 *кэв*. Кривые для ормально активированного сплава CuAlMg приведены на рис. 2. Как идно из рисунка, величина σ после максимума в области $E_p = 1{,}3$ *кэв* овольно резко спадает, в то время как η, в пределах точности изме-

рений, постоянен примерно до 2,5 *кэв* и затем растет с увеличением E_p, приближаясь к значению $\eta = 30\%$, характерному для неактивированного сплава; $\eta = 30\%$ соответствует литературным данным для меди [9]. Это связано с тем, что при небольших энергиях первичных электронов их неупругое отражение происходит в поверхностном слое MgO и η имеет величину $\sim 16\%$, соответствующую MgO. При больших E_p первичные электроны проникают частично сквозь активный слой и отражаются от подложки. При E_p около 20 *кэв* η практически характеризует материал подложки. Начало роста кривой $\eta(E_p)$ соответствует той энергии первичных электронов $E_p = E_p^*$, при которой

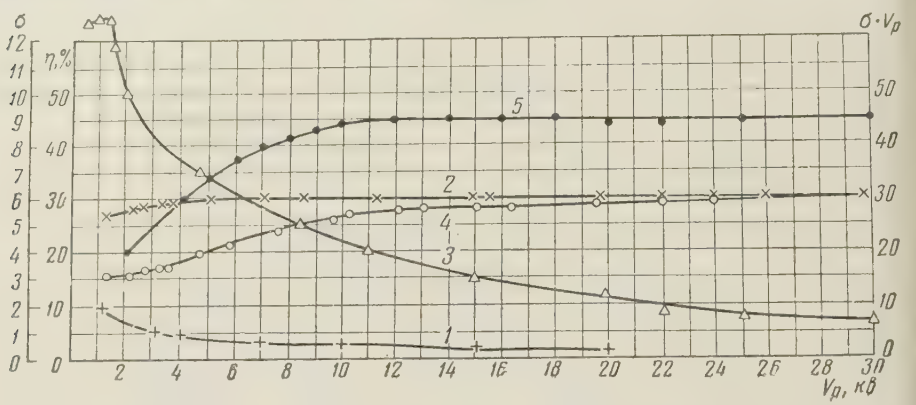


Рис. 2. Зависимость квээ σ и кноэ η от E_p в диапазоне 0,5—30 *кэв*:

1 — $\sigma(E_p)$ для неактивированного сплава; *2* — $\eta(E_p)$ для неактивированного сплава; *3* — $\sigma(E_p)$ для нормально активированного сплава CuAlMg; *4* — $\eta(E_p)$ для того же сплава; *5* — $\sigma E_p = f(E_p)$ для того же сплава

они доходят до подложки, отражаются в ней и, вторично пройдя слой окиси магния, выходят в вакуум в качестве быстрых электронов.

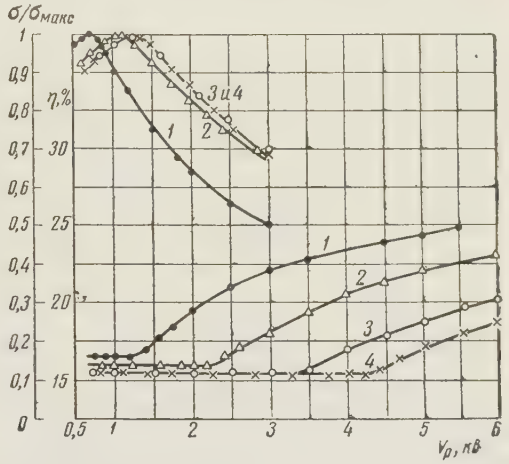
Для оценки толщины пленки окиси можно воспользоваться соотношением Штернгласса и Холидея [10], которые экспериментально показали, что $D = R/2$, где D — эффективная глубина выхода неупруго-отраженных электронов; R — эффективный пробег первичных электронов в этом веществе при том же E_p. Следовательно, E_p равна E_p^*, когда эффективный пробег электронов в MgO оказывается равным удвоенной толщине пленки. Для того чтобы вычислить или даже оценить эту толщину, надо задаться зависимостью пробега первичного электрона в MgO от его энергии. Юнг [11] дает эту зависимость в виде $R = 11{,}5\ E_p^{1{,}35}$, где E_p выражено в *кэв* и R — в *мкг/см²*, причем указывает, что эта зависимость была экспериментально получена для Al_2O_3 и связана с величиной среднего атомного номера. Хотя для MgO нет соответствующих данных, но так как средние атомные номера окислов магния и алюминия равны и свойства их во многом сходны, можно, в первом приближении, воспользоваться этой же зависимостью и для MgO.

Если $E_p^* = 2—3$ *кэв*, то толщина пленки, выраженная в *мкг/см²*, оказывается порядка 15—25. Принимая плотность MgO равной 3,65 *г/см³*, получаем толщину пленки $\sim 400—700$ Å, что довольно хорошо соответствует вычислениям, проведенным по данным активирования. Из кривой $\sigma(E_p)$ для нормально активированного сплава видим, что значение $\sigma = 1$ лежит вне пределов наших измерений, т. е. при $E_p > 30$ *кэв*. Большие значения σ при высоких E_p могут быть объяснены значительной долей вторичных электронов, образованных неупруго-отраженными электронами. Об этом же свидетельствует вид кривой $\sigma E_p = f(E_p)$,

зображенной на рис. 2. Это произведение становится примерно посто-нной величиной лишь около 10 *кэв*, т. е. когда величина η тоже ста-овится постоянной.

3. Зависимость σ и η от толщины активной пленки. нтересно было проследить, как сказывается толщина активной пленки ля сплава CuAlMg на характере кривых $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$.

На рис. 3 приведены эти кривые для четырех толщин пленок (изме-ение толщины пленок достигалось изменением времени активирования 1 *мин* до 1 *час*, при прочих равных условиях). Значения квээ для сех пленок приведены в таблице. Для кратковременно активированного



ис. 3. Зависимость $\sigma/\sigma_{макс}(E_p)$ и (E_p) для образцов сплава CuAlMg, бладающих различными толщинами пленок окиси магния:
верхние кривые:
1 — $\sigma(E_p)$ для пленки № 1, полученной за *мин* обработки; 2 — $\sigma(E_p)$ для пленки 2 (обработка 10 *мин*); 3 — $\sigma(E_p)$ для ленки № 3 (обработка 20 *мин*); 4 — $\sigma(E_p)$ ля пленки № 4 (обработка 60 *мин*);
нижние кривые:
1 — $\eta(E_p)$ для пленки № 1; 2 — для пленки 2; 3 — для пленки № 3; 4 — для пленки № 4

мин) образца максимум кривой $\sigma(E_p)$ находится при $E_p \simeq 0{,}7$ *кэв*; ривая $\eta(E_p)$ параллельна оси абсцисс при малых E_p и кпоэ начинает асти при $E_p^* = 1{,}3$ *кэв*. Для образца, активированного 10 *мин*, поло-ение $\sigma_{макс}$ на кривой перемещается к $E_{p\,макс} = 1-1{,}1$ *кэв*, а $E_p^* \simeq 2{,}3$ *кэв*. се последующие утолщения пленок незначительно изменяли кривую (E_p), максимум перемещался только до $E_{p\,макс} \simeq 1{,}3$ *кэв*, в то время ак на кривых $\eta(E_p)$ значение E_p^* существенно продолжает отодвигать-я к большим значениям — до 4,3 *кэв*. Перемещение максимума на кри-ой $\sigma(E_p)$ мы объясняем следующим образом: толщина активного слоя gO для кратковременно активированного образца настолько мала, то первичные электроны с энергией более 0,7 *кэв* проникают в под-ожку и теряют в ней часть своей энергии; поэтому число вторичных лектронов, возбужденных в тонкой активной пленке, будет умень-аться при увеличении E_p, и кривая $\sigma(E_p)$ будет иметь спадающую етвь.

Для второй пленки (активирование 10 *мин*) толщина слоя MgO боль-е и является нижним пределом эффективной глубины выхода вторич-ых электронов, так как при дальнейшем утолщении (пленки 3 и 4) ремещение $\sigma_{макс}$ мало и спадающая ветвь кривых $\sigma(E_p)$ за максиму-ом объясняется проникновением первичных электронов в толщу плен-и на глубину, превышающую эффективную глубину выхода λ медлен-ых вторичных электронов. Величина E_p^*, равная 2,3 *кэв* и соответству-щая энергии первичных электронов, при которой максимум на кри-ых $\sigma(E_p)$ при дальнейшем утолщении пленок лишь незначительно двигается, может быть использована для приблизительной оценки эф-ективной глубины выхода медленных вторичных электронов λ. В соот-етствии с формулой Штернгласса, величина λ, выраженная через тол-ину пленки, оказывается равной 20 *мкг/см*^{2}, что приводит к значению примерно равному 500 Å.

Вольтамперные кривые вторичного тока, изображенные на рис. 4, свидетельствуют о том, что изменение энергии первичных электронов в диапазоне от 1 до 16 *кэв* не влияет на распределение вторичных электронов по энергиям, так как все точки, в пределах погрешности опыта, ложатся на одну кривую. Измерения проводились при температуре мишени 380° С, чтобы избежать влияния полей пятен [12]. Контактная разность потенциалов мишень — коллектор не учитывалась.

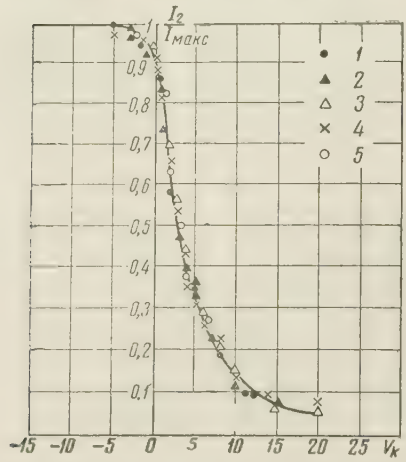


Рис. 4. Зависимость вторичного тока от потенциала на коллекторе для сплава CuAlMg при энергиях первичных электронов от 1 до 16 *кэв*. Различные обозначения точек соответствуют различным E_p:
1—1 *кэв*; *2*—3 *кэв*; *3*—5 *кэв*; *4*—11 *кэв*; *5*—16 *кэв*

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Рассмотрены процессы диффузии и окисления, обусловливающие активирование эффективных эмиттеров на основе сплавов, и показана возможность выбора рациональных режимов образования пленок.

2. Исследованы зависимости квэ σ и кноэ η активированного сплава CuAlMg от энергии первичных электронов в диапазоне 0,2—30 *кэв*.

3. Показано, что по характеру кривых $\eta(E_p)$ можно оценить толщины активных пленок, причем полученные значения примерно совпадают с вычисленными на основании условий активирования.

4. Параллельное изучение зависимостей $\sigma(E_p)$ и $\eta(E_p)$ для четырех типов образцов с активными пленками разной толщины дает возможность оценить нижний предел эффективной глубины выхода медленных вторичных электронов, характерный для вещества активной пленки; для MgO это примерно 500 Å.

5. Найдено, что энергетический спектр вторичных электронов не зависит от E_p в диапазоне от 1 до 16 *кэв*.

Авторы приносят благодарность Г. Б. Стучинскому, принимавшему участие в выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sh. Joshida, I. Takeda, Y. Igarashí, Y. Arata, J. Phys. Soc. Japan, 1953, 8, 318. Б. С. Кульварская, Б. К. Вайнштейн, Тр. Ин-та кристаллографии АН СССР, 1955.
2. В. Зайт, Диффузия в металлах, ИЛ, 1958.
3. R. F. Mehl, N. F. Rhines, K. A. Steinen, Metals and Aloys, 1941, 13, 41; D. E. Thomas, C. E. Birchenal, J. Metals, 1952, 4, 867.
4. М. В. Гомоюнова, Физика твердого тела, 1959, 1, 329.
5. О. Кубашевский, В. Гопкинс, Окисление металлов и сплавов, ИЛ, 1955.
6. E. Gulbransen, K. Andrew, J. Electrochem. Soc., 1950, 97, 383, 396.
7. T. Leontis, F. Rhines, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng., 1946, 166, 265.
8. N. Whetten, A. B. Laponsky, Phys. Rev., 1957, 107, 1521; J. Appl. Phys., 1957, 28, 515; 1959, 30, 432.
9. E. I. Sternglass, Phys. Rev., 1954, 95, 345.
10. I. E. Holliday, E. I. Sternglass, J. Appl. Phys., 1957, 28, 1189.
11. I. R. Young, J. Appl. Phys., 1956, 27, 1; Phys. Rev., 1956, 103, 292.
12. В. Н. Лепешинская, Т. М. Сукова, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, 22, 528; Г. В. Спивак, И. А. Прямкова, В. Н. Лепешинская, Докл. АН СССР, 1960, 130, 751.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

1960 № 10

УГЛОВЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ σ КОЭФФИЦИЕНТА НЕУПРУГОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ η АКТИВИРОВАННЫХ СПЛАВНЫХ ЭМИТТЕРОВ*

В. Л. Борисов, Т. М. Перчанок, В. Н. Лепешинская

Изучена температурная зависимость квээ σ активированного CuAlMg-сплава в диапазоне — 70—+300° С и показана возможность ее объяснения при помощи теории Деккера.

Обнаружено, что распределение вторичных электронов по углам вылета подчиняется закону косинуса.

Исследовано влияние угла падения первичных электронов на квээ. Характер кривой $\sigma(\varphi)$ зависит от состояния поверхности и энергии первичных электронов.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение температурной зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии (квээ) и угловых зависимостей квээ и коэффициента неупругого отражения электронов (кноэ) может дать дополнительные сведения о физических процессах, происходящих в активных пленках на активированных сплавах. В частности, данные о температурной зависимости квээ позволяют судить о механизме потерь энергии медленными вторичными электронами. Характер температурной зависимости квээ указывает на некоторые электрические свойства пленок, покрывающих сплав, а из сравнения количественных данных, полученных экспериментальным и расчетным способами, можно судить о применимости теории Деккера для температурной зависимости квээ диэлектриков [1] к активированным сплавным эмиттерам. Проведение опытов в области отрицательных температур позволяет расширить диапазон исследования, что нельзя сделать за счет более высоких температур (как известно [2], верхняя граница этого диапазона, соответствующая $T = 450°$ С, определяется началом необратимых изменений свойств активированного сплава CuAlMg). Кроме того, в области температур ниже нуля зависимость $\sigma_T/\sigma_{20} = f(T)$ имеет некоторые особенности, и получение экспериментальных результатов именно в этой области приобретает особый смысл, на что было указано в [3].

Широкое использование сплавных эмиттеров в качестве динодов умножителей частиц требует знания допустимых границ работы эмиттеров в различных температурных режимах, в частности при — 60÷—70° С.

Исследование зависимостей квээ σ и кноэ η от угла падения первичных электронов и распределение вторичных электронов по углам вылета позволяет ближе подойти к решению вопроса о характере движения электронов различных энергий в твердом теле. Эти же вопросы актуальны для решения ряда технических задач (расчет конструкций электровакуумных приборов, использующих диноды).

---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КВЭЭ

Необходимость предварительной термической обработки исследуемого объекта при изучении его поведения в различных температурных условиях потребовала усложнения конструкции экспериментального прибора по сравнению с применявшимися в работах с монокристаллами [4, 5] и диэлектрическими пленками [3]. Для активирования сплава в нашем приборе имелся подогреватель, который можно было перемещать при помощи электромагнита в направлении, перпендикулярном направлению движения мишени. В качестве охладителя в прибор вводился стеклянный или

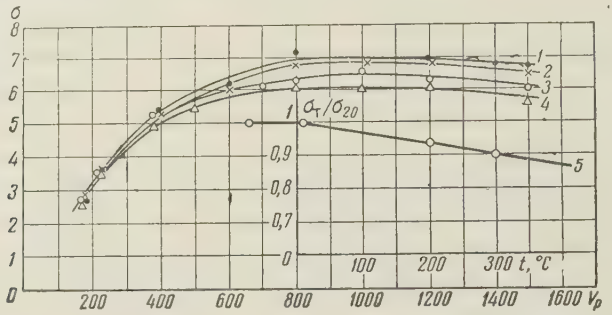


Рис. 1. Зависимость $\sigma(V_p)$ при различных температурах эмиттера:

1 — $T = -70°$ С; *2* — $T = 20°$ С; *3* — $T = 200$ °С; *4* — $T = 300$°С; *5* — кривая Деккера

медный «палец», в который заливался жидкий азот. Для охлаждения мишень плотно поджималась к торцовой части пальца. Измерение температуры производилось при помощи термопары Ni—W. Особое внимание было обращено на вакуумные условия при измерениях. Все исследования проводились в приборе без шлифов, либо при непрерывной откачке, либо после отпайки. В первом случае давление остаточных газов было меньше $1 \cdot 10^{-7}$ *мм* рт. ст., во втором случае $\sim 10^{-8}$ *мм* рт. ст., что достигалось при помощи титанового геттера и манометра типа Альперта, соединенных с прибором. Результаты, полученные в обоих случаях, совпали, так что в дальнейшем будут приведены данные, относящиеся к одному из типов приборов.

Так как при охлаждении поверхности в первый момент времени происходит особенно сильное ее загрязнение осаждающимися парами и остаточными газами, то мишень перед заполнением пальца жидким азотом придвигалась при помощи электромагнита к подогревателю и ее температура доводилась до 300° С. Затем в палец заливался жидкий азот. По прошествии некоторого времени, когда часть остаточных паров и газов адсорбировалась на охладителе, к нему поджималась мишень. Как только температура мишени достигала —70°, производились измерения $\sigma(V_p)$ в диапазоне энергий от 150 до 1500 *эв*. Обратимость результатов после возвращения к комнатной температуре свидетельствует о достаточно хороших вакуумных условиях. Для измерений в области повышенных температур мишень отодвигалась от охладителя и к ней подводился подогреватель.

На рис. 1 приведена серия кривых $\sigma(V_p)$, соответствующих различным температурам мишени. По мере увеличения температуры происходит снижение квээ почти во всем интервале V_p, однако в области меньших энергий первичных электронов температурные изменения σ слабее. Это находится в согласии с теорией Деккера. Приведенные результаты хорошо воспроизводились от прибора к прибору. На рис. 1 приведена расчетная кривая $\sigma_T/\sigma_{20} = f(T)$; расчет производился по формуле Деккера для MgO ($h\nu \simeq 1300$ *k*).

Наблюдается удовлетворительное количественное совпадение экспериментальных данных с расчетными, что свидетельствует о правильности предпосылок, сделанных Деккером при выводе формулы. Следовательно, основную роль в потерях энергии медленными электронами играют фононовые соударения этих электронов с решеткой диэлектрика. Совпадение теоретических результатов с экспериментальными служит подтверждением и того факта, что на поверхности активированного сплава CuAlMg действительно имеется пленка MgO, поскольку при расчетах использовались константы, характеризующие MgO. Очевидно, пленка MgO имеет поликристаллическую структуру и содержит малое количество дефектов, так как для диэлектриков с большой концентрацией дефектов температурная зависимость квээ не была обнаружена [6].

Следует отметить, что $\sigma_{макс}$ в этих опытах был несколько ниже, чем для нормально активированного сплава. Это можно объяснить отравляющим действием на активированный сплав операций, связанных с тщательным обезгаживанием стеклянной арматуры для получения хорошего вакуума.

2. ЗАВИСИМОСТЬ σ И η ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Прибор, применявшийся для исследования угловых зависимостей, имел два шлифа, расположенных под углом 90° друг к другу, что позволяло поворотом одного из них изменять угол падения первичного пучка на мишень. Для подавления вторичной эмиссии с коллектора в прибор была введена антидинатронная сетка. Измерение квээ производилось в цепи мишени. Ток отраженных электронов измерялся в цепи коллектора при подаче на него — 50 *в* относительно мишени. Телесный угол с вершиной в центре сферы, вырезаемый отверстием в антидинатронной сетке (со стороны электонной пушки), равнялся 0,015 π. Для контроля нормальной работы прибора были сняты угловые зависимости $\sigma(\varphi)_{V_p}$ для никеля, которые совпали с приведенными в литературе данными [7].

Основными объектами исследования являлись активированные сплавы CuAlMg и CuBe, нагретые в момент измерений до 350 и 450° С соответственно; это позволяло полностью избежать влияния зарядки поверхности и полей пятен [8] на получаемые результаты. Были изучены три группы эмиттеров: 1) сплав CuAlMg, подвергнутый перед активированием электрополировке, а затем активированный в нормальном режиме [3] (толстые слои MgO с шероховатой поверхностью), 2) сплавы CuAlMg и CuBe, подвергнутые перед активированием электрополировке и кратковременно активированные (тонкие слои MgO и BeO с шероховатой поверхностью), 3) сплав CuBe, поверхность которого до активирования была механически отполирована до 14-го класса чистоты.

На рис. 2 и 3, *в* приведены серии кривых, характеризующие угловые зависимости $\sigma_\varphi/\sigma_0 = f(\varphi)$ при различных энергиях первичных электронов, для трех соответствующих групп эмиттеров. Общим для всех трех случаев является следующее: большему углу падения соответствует большее значение σ_φ/σ_0; с возрастанием энергии первичных электронов угловая зависимость усиливается; отсутствует угловая зависимость квээ при энергиях первичных электронов, меньших 200 *эв*. Как следует из приведенных данных, ход кривых $\sigma(\varphi)$ отличается для образцов с различными микрорельефом и толщиной активной пленки. Так, для второй группы эмиттеров наиболее сильная зависимость $\sigma(\varphi)$ соответствует малым углам падения, и по мере увеличения угла эта зависимость становися слабее. Для образцов третьей группы наблюдается обратная картина: наиболее сильно угловая зависимость $\sigma(\varphi)$ проявляется при больших углах. Для образцов первой группы эта зависимость занимает промежуточное положение. Угловая зависимость $\eta_\varphi/\eta_0 = f_1(\varphi)$ для всех трех групп образцов оказалась одинаковой (рис. 3, *а*, *б*), что свидетельствует о малой чувствительности η к микрорельефу поверхностей наших образцов.

Как видно из приведенных данных, угловая зависимость η выражена более резко при больших углах и для всех углов тем больше, чем выше энергия первичных электронов. Следует отметить, что абсолютные зна-

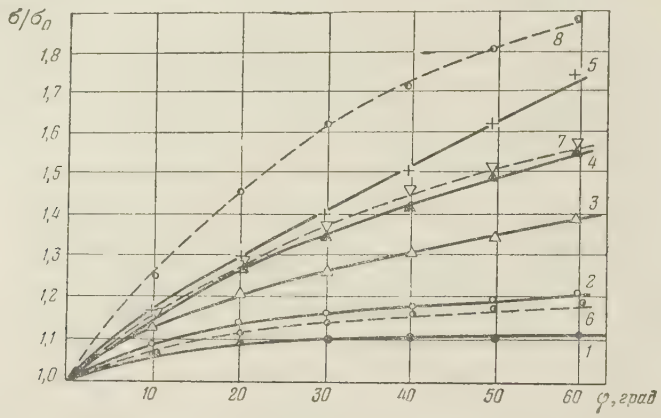


Рис. 2. Зависимость квээ от угла падения первичных электронов для активированного сплава CuAlMg. Сплошными кривыми изображены зависимости $\sigma_\varphi/\sigma_0 = f(\varphi)$ для толстых шероховатых пленок (эмиттеры 1-й группы); пунктирными — для тонких шероховатых пленок (эмиттеры 2-й группы):

1, 6 — $V_p = 400$ *в*; *2, 7* — $V_p = 800$ *в*; *3, 8* — $V_p = 1200$ *в*; *4* — $V_p = 1500$ *в*; *5* — $V_p = 2000$ *в*

чения η для толстых и тонких образцов различались: для тонких пленок величина η была больше. Это становится ясным, если учесть, что под тонкой активной пленкой, толщина которой оценивается нами в 300—400 Å

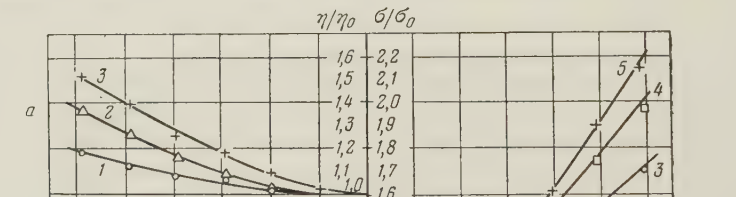


Рис. 3.

а — зависимость $\eta_\varphi / \eta_0 = f_1(\varphi)$ для толстых шероховатых пленок (образцы 1-й группы): *1* — $V_p = 400$ *в*, *2* — $V_p = 800$ *в*, *3* — $V_p = 1500$ *в*; *б* — то же для зеркально-полированных образцов (3-й группы): *1* — $V_p = 400$ *в*, *2* — $V_p = 800$ *в*, *3* — $V_p = 1200$ *в*, *4* — $V_p = 2000$ *в*; *в* — зависимость $\sigma_\varphi / \sigma_0 = f(\varphi)$ для зеркально-полированных образцов (3-й группы): *1* — $V_p = 200$ *в*, *2* — $V_p = 400$ *в*, *3* — $V_p = 800$ *в*, *4* — $V_p = 1200$ *в*, *5* — $V_p = 1500$ *в*

находится медная основа эмиттера, кноэ которой примерно в 2 раза превышает кноэ MgO и BeO. Участие подложки проявляется уже при энергии первичных электронов в несколько сот электроновольт, что приводит к повышению кноэ на несколько процентов. В случае более толстых пленок количество электронов, отраженных от подложки, убывает с увеличением толщины слоя, т. е. η уменьшается.

Полученные экспериментальные результаты могут быть интерпретированы следующим образом: наличие угловой зависимости $\sigma(\varphi)$ можно объяснить одновременным действием трех факторов: 1) изменением условий образования вторичных электронов при наклонном падении электронного пучка, 2) угловой зависимостью кноэ, 3) микрорельефом на поверхности. Первый фактор, в предположении прямолинейного распространения первичных электронов в веществе или наличия преимущественного направления распространения, приводит к увеличению σ с ростом угла падения. Второй фактор (при том же предположении) также приводит к возрастанию угловой зависимости σ с ростом φ [9]; чем больше угловая зависимость η, тем более резкой становится угловая зависимость σ. Следует заметить, что при одинаковой угловой зависимости η различных эмиттеров угловая зависимость σ будет более резкой у того из них, η которого больше по абсолютной величине. Наконец, третий фактор должен усреднять углы, под которыми электроны входят в твердое тело при различных углах падения, и затушевывать угловую зависимость. Однако опыт показывает наличие этой зависимости и у шероховатых образцов. Можно предполагать, что некоторый усредненный угол входа первичных электронов следует за изменением угла падения и величина σ зависит от этого усредненного угла.

Исходя из изложенного выше, можно объяснить все типы кривых $\sigma(\varphi)$. Для зеркально-гладкой поверхности образцов третьей группы основную роль играют первые два фактора, поэтому характер зависимости $\sigma(\varphi)$ такой же, как и у металлов. Для образцов первой и второй групп существенное влияние оказывает микрорельеф, причем влияние $\eta(\varphi)$ сильнее сказывается на тонких образцах, т. е. для них наблюдается более резкая угловая зависимость. Отсутствие зависимости $\sigma(\varphi)$ при $eV_p \leqslant 200$ *эв* можно понять, если предположить, что вероятность выхода медленных вторичных электронов в пределах эффективной глубины выхода не зависит от глубины их возникновения или что для электронов небольших энергий имеет место непрямолинейный, диффузный характер распространения в приповерхностном слое.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО УГЛАМ ВЫЛЕТА ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Изучение распределения по углам вылета медленных и быстрых вторичных электронов проводилось в приборе (рис. 4), состоявшем из двух сфер с совпадающими прорезями, в центре которых помещалась мишень и подвижный коллектор в виде цилиндра Фарадея. Поворот коллекторной системы в пределах от 25 до 120° по отношению к пучку первичных электронов осуществлялся при помощи шлифа через специальное сцепление. Для компенсации магнитного поля лаборатории прибор помещался в центре катушки Гельмгольца, необходимость применения которой была подтверждена опытами. Анализ вторичных электронов по энергиям производился между сферами. Для того чтобы электрическое поле у поверхности мишени не искажало углового распределения вторичных электронов, на внутреннюю сферу в мишень подавался один и тот же потенциал (с поправкой на контактную разность потенциалов). Внешняя сфера имела электрический контакт с наружным электродом цилиндра Фарадея и при измерениях находилась с ним под одним потенциалом. Это давало возможность избежать образования электростатической линзы и ее влияния на результаты. Внутренняя поверхность цилиндра Фарадея для уменьшения количества третичных электронов покрывалась слоем сажи. С целью устранения влияния объемного заряда у поверхности мишени на распределение медленных вторичных электронов по углам вылета первичный ток устанавливался равным $\sim 10^{-7}$ *а*. Ток вторичных электронов, вылетевших из мишени под определенным углом, измерялся электрометром чувствительностью $5 \cdot 10^{-13}$ *а/дел.*

В качестве контрольных опытов были произведены измерения на неактивированном сплаве и никеле, причем результаты для меди оказались аналогичными данным, опубликованным для других металлов, а результаты для никеля совпали с данными, полученными Джонкером [10].

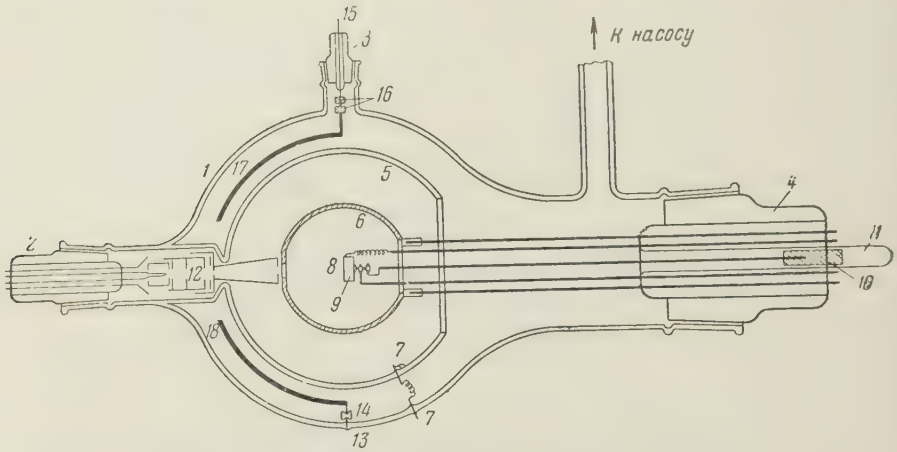


Рис. 4. Прибор для исследования углового распределения вторичных электронов:

1 — стеклянная колба; *2, 3, 4* — шлифы; *5* — внешняя сфера; *6* — внутренняя сфера; *7* — молибденовые вводы; *8* — мишень; *9* — подогреватель; *10* — ползунок, перемещающийся по трубе *11*; *12* — электронная пушка; *13* — молибденовый ввод, на который крепится опорный подшипник *14*; *15* — молибденовый ввод, служащий для крепления зацепляющего устройства *16*; *17*, *18* — дужки, поддерживающие коллектор

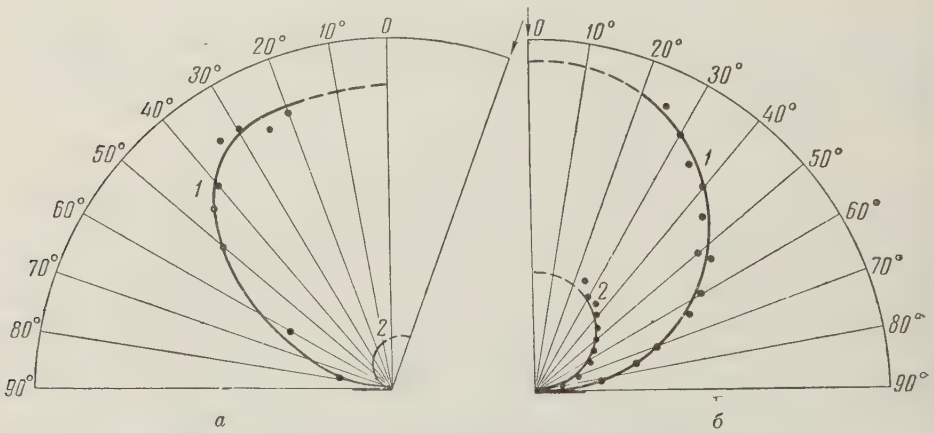


Рис. 5. Диаграммы углового распределения вторичных электронов, полученные при $T = 400°$ С и $V_p = 500$ *в*:

а — угол падения первичных электронов равен 20°: *1* — распределение по углам вылета вторичных электронов, *2* — распределение по углам вылета отраженных электронов; *б* — нормальный угол падения первичного пучка. Обозначения кривых те же

И в том, и в другом случае распределение электронов по углам вылета оказалось близким к закону косинуса. Дальнейшие исследования проводились на активированном сплаве CuAlMg при различных углах падения первичного пучка и различных температурах эмиттера. На рис. 5, *а* приведены полярные диаграммы, характеризующие угловое распределение вторичных электронов со сплава CuAlMg при 450° С и нормальном угле падения первичного пучка. Эти кривые относятся к $eV_p = 500$ *эв* и характер их сохраняется для всех eV_p в диапазоне от 50 до 500 *эв*. Нагрев мишени применялся для устранения влияния поля пятен. Полученное угловое

распределение электронов совпадает с угловым распределением для металлов. При изменении угла падения первичных электронов характер углового распределения не меняется за исключением того, что быстрые отраженные электроны имеют угловое распределение, вытянутое в направлении, обратном направлению падающего пучка электронов (рис. 5, *б*).

На рис. 6 приведены кривые задержки вторичных электронов для двух углов вылета $\alpha_1 = 35°$ и $\alpha_2 = 50°$. Эти данные свидетельствуют о том, что положение максимумов кривых распределения вторичных электронов по энергиям, в пределах погрешности опыта, не изменяется от угла вылета. Указанные результаты находятся в противоречии с работой Фрумина и Кушнира [11] и в согласии с работой Горного [12].

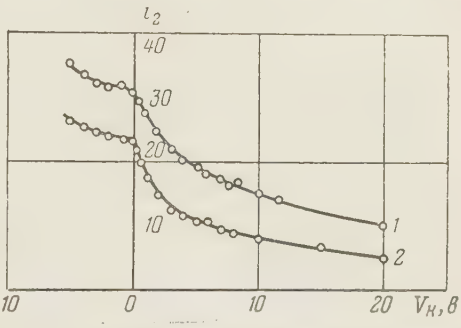


Рис. 6. Вольтамперные кривые вторичного тока для двух углов вылета медленных вторичных электронов:

1 — $\alpha_1 = 35°$; *2* — $\alpha_2 = 50°$

На основании полученных результатов можно считать, что при относительно малых энергиях первичных электронов (50—500 *эв*) кривые распределения вторичных электронов по углам вылета носят плавный характер, близкий к закону косинуса, если мишень в момент измерений нагрета до 350—450° С, т. е. заэкранировано внутреннее поле пятен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Температурная зависимость квээ активированного сплава CuAlMg удовлетворяет формуле Деккера, если предположить, что в результате активирования на сплаве образуется пленка MgO.

2. Изучена угловая зависимость квээ и кноэ для активированных сплавов CuAlMg и CuBe с различным микрорельефом на поверхности и дано возможное объяснение полученных результатов.

3. Изучено угловое распределение вторичных электронов для активированного сплава CuAlMg. Показано, что при компенсации внутренних полей пятен оно подчиняется закону косинуса. Кроме того, установлено, что распределение вторичных электронов по энергиям для различных углов вылета практически не меняется.

В работе принимали участие В. А. Закревский, Г. В. Ломакин и Г. Н. Чижухин.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. Dekker, Phys. Rev., 1954, **94**, 1179.
2. В. Л. Борисов, В. Н. Лепешинская, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, **22**, 534.
3. М. В. Гомоюнова, ЖТФ, 1958, **28**, 2473.
4. J. B. Johnson, K. G. McKay, Phys. Rev., 1953, **91**, 582.
5. А. Р. Шульман, Б. П. Дементьев, ЖТФ, 1955, **25**, 2256.
6. А. Р. Шульман, В. Л. Македонский, И. Д. Ярошецкий, ЖТФ, 1953, **23**, 1152.
7. Л. Н. Добрецов, А. С. Титков, Докл. АН СССР, 1955, **100**, 33.
8. В. Н. Лепешинская, Т. М. Сукова, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, **22**, 528.
9. Л. Н. Добрецов, Т. Л. Мацкевич, ЖТФ, 1957, **27**, 734.
10. J. L. H. Jonker, Philips. Res. Repts, 1951, **6**, 372.
11. Ю. М. Кушнир, М. И. Фрумин, ЖТФ, 1941, **11**, 317.
12. Н. Б. Горный, ЖЭТФ, 1956, **31**, 386.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР МЕДЛЕННЫХ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ АДСОРБЦИИ БАРИЯ НА ВОЛЬФРАМЕ*

И. М. Бронштейн, Я. М. Щучинский

Исследовано изменение распределения вторичных электронов по энергиям при адсорбции атомов бария на вольфраме. Показано, что по мере напыления бария на вольфрам вид кривой распределения меняется: вместо одного максимума, характерного для вольфрама, появляются два максимума, при этом интенсивность одного возрастает, а другого — уменьшается. При толщинах слоя $\theta = 10$ атомных слоев последний максимум исчезает.

Установлено, что при изменении эффективной работы выхода мишени максимум кривой распределения вторичных электронов по энергиям смещается в сторону меньших энергий, следуя за изменением работы выхода.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, вторичная электронная эмиссия характеризуется коэффициентом вторичной электронной эмиссии (квээ) σ и распределением вторичных электронов по энергиям.

Энергетический спектр вторичных электронов в основном состоит из двух частей:

а) медленных вторичных электронов с энергиями 0—50 *эв*,

б) неупруго- и упруго-рассеянных первичных электронов.

В настоящее время можно считать установленнм [1], что квээ слабо зависит от изменения работы выхода мишени. Так, например, как будет видно из нижеприведенных данных, при адсорбции бария на вольфраме σ меняется на 30—40%. Такое слабое изменение σ (в отличие от фото- и термоэлектронного тока), по-видимому, объясняется тем, что вторичные электроны обладают в среднем энергиями, сравнимыми или бóльшими чем работа выхода мишени. Вопросу о влиянии работы выхода на энергетический спектр вторичных электронов посвящены лишь две работы [2]. В них показано, что при адсорбции атомов электроположительных металлов на металлических подложках максимум кривой распределения медленных вторичных электронов по энергиям смещается в сторону меньших энергий. В этих работах, однако, напыление слоев производилось в центре сферы, служившей коллектором; не измерялись контактные разности потенциалов мишень — коллектор и не учитывались возможные искажения энергетического спектра вторичных электронов вследствие наличия третичных электронов [3].

Теоретически вопрос о влиянии работы выхода металлов на кривые распределения медленных вторичных электронов по энергиям был рассмотрен в [4, 5]. Показано, что:

а) с уменьшением работы выхода металла максимум кривой распределения медленных вторичных электронов по энергиям должен сдвигаться в сторону меньших энергий,

б) полуширина его должна уменьшаться,

---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

в) его положение не должно зависеть от энергии первычных электронов в достаточно широком диапазоне энергий последних.

Целью настоящей работы является исследование влияния изменения работы выхода мишени на энергетический спектр медленных вторичных электронов при адсорбции Ba на W.

1. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения производились при помощи прибора (рис. 1), состоящего из двух частей: 1) сферического конденсатора диаметром 140 *мм*, служащего для снятия кривых распределения вторичных электронов по энергиям и $\sigma(E_p)$, 2) цилиндрической трубы с отростками для молекулярных и электронных пушек.

Напыление слоев бария на мишень осуществлялось вне сферического конденсатора, поэтому состояние поверхности коллектора (его работа выхода) оставалось неизменным. Это каждый раз до и после опыта проверялось путем измерения контактной разности потенциалов коллектор — катод измерительной электронной пушки, находящейся в отростке сферической части прибора.

Для подавления третичных электронов в измерительной части прибора (коллектора) находилась сферическая антидинатронная сетка с проницаемостью около 90%.

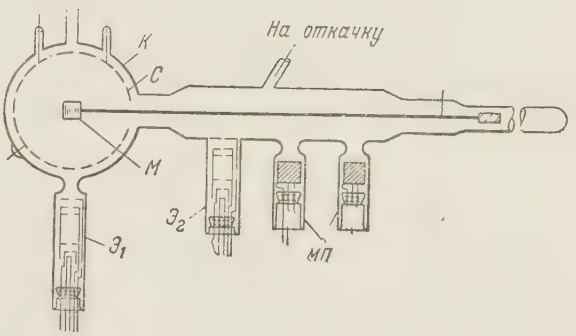


Рис. 1. Экспериментальный прибор:

М — мишень; *К* — коллектор; *С* — антидинатронная сетка; $Э_1$ — электронная пушка; $Э_2$ — электронная пушка для определения изменения работы выхода мишени; *МП* — молекулярные пушки

Электронная пушка измерительной части прибора давала хорошо сфокусированный пучок первичных электронов в диапазоне энергий от 20 до 3000 *эв*.

Сферическая часть прибора помещалась между катушками Гельмгольца, при помощи которых компенсировалось магнитное поле лаборатории.

В одном из отростков цилиндрической части прибора помещалась электронная пушка типа, описанного в работе [6], которая давала хорошо сфокусированный пучок медленных электронов с энергиями 6—10 *эв*. Изменение работы выхода мишени определялось методом Андерсона [7] по сдвигу вольтамперных кривых. В двух других отростках находились молекулярные пушки, из которых производилось напыление бария на мишень.

Мишень была изготовлена в виде цилиндрической коробочки из тантала высотой 10 *мм* и диаметром 15 *мм*. Нижнее донышко, являющееся подложкой, изготовлялось из листового вольфрама толщиной 0,1 *мм* и для улучшения сферичности поля вблизи мишени имело форму шарового сегмента высотой 2,2 *мм*. Мишень, которая крепилась на молибденовом стержне диаметром 2 *мм*, могла устанавливаться как против молекулярной пушки, где на нее наносились слои бария, так и против электронной пушки, при помощи которой можно было измерять изменение контактной разности потенциалов мишень — катод, и, наконец, могла быть расположена в центре сферы, где измерялись коэффициенты вторичной электронной эмиссии и снимались кривые распределения вторичных электронов по энергиям при различных значениях толщин Θ слоев Ba на W.

Измерения производились при непрерывной откачке прибора двумя ртутными диффузионными насосами через три ловушки с жидким кисло-

родом. Кроме того, вакуум поддерживался при помощи титанового насоса. Предварительная тренировка и обезгаживание прибора производились длительное время в процессе испытания отдельных его частей. Перед измерениями прибор в целом и отдельные его детали подвергались непрерывному жесткому обезгаживанию в течение 4—7 суток. Обезгаживание производилось в несколько циклов. Прибор вместе с последней ловушкой, манометром и титановым насосом прогревался при 400—450° С в течение 12 *час*. После первого прогрева прибора все его металлические части: пушки, мишень, антидинатронная сетка, титановый насос, геттеры и ионизационный манометр обезгаживались в течение 12 *час* токами высокой частоты и электронной бомбардировкой. При этом температура мишени доводилась до 2200° С, антидинатронной сетки — до 1000—1200° С, электронных пушек — до 900—1000°С и бариевой пушки — до температуры 600—650° С, при которой барий уже интенсивно испарялся. Затем прибор снова отжигался в течение 12 *час* и металлические части подвергались жесткому и длительному обезгаживанию. Такая процедура тренировки и обезгаживания прибора повторялась несколько раз и в общей сложности продолжалась 100—170 *час*, пока не был получен вакуум $3 \cdot 10^{-8}$ *мм* рт. ст. После этого испарялся геттер, включался титановый насос и заливалась жидким кислородом последняя ловушка. В результате вакуум достигал $\sim 10^{-8}$ *мм* рт. ст. При работе бариевой пушки, а также при кратковременной (1—2 *сек*) прокалке вольфрамовой мишени до ~ 1500° С вакуум не ухудшался.

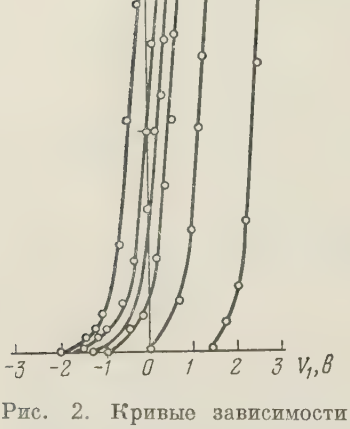


Рис. 2. Кривые зависимости термоэлектронного тока на мишень от разности потенциалов между катодом и мишенью:
1 — $\Theta = 0$; 2 — $\Theta = 0{,}3$; 3 — $\Theta = 0{,}5$; 4 — $\Theta = 0{,}7$; 5 — $\Theta = 0{,}8$; 6 — $\Theta \geqslant 1{,}0$ атомных слоев

В условиях такого вакуума время адсорбции монослоя остаточных газов равно ~ 200 *сек*. На перемещение мишени и снятие кривой распределения вторичных электронов по энергиям затрачивалось от 20 до 30 *сек*, так что за это время слой Ba не успевал существенно загрязниться адатомами остаточных газов. Контрольные опыты показали, что в течение нескольких минут, а также при изменении скорости напыления Ba (толщина слоя $\Theta \simeq 0{,}7$) на W от 10 до 60 *сек*, кривые распределения не менялись.

Кривые распределения вторичных электронов по энергиям для W снимались на нагретой мишени. При остывании мишени картина в течение длительного времени не менялась. Положение максимума кривой хорошо согласуется с положением максимума кривой распределения вторичных электронов для W, полученной в [8] в вакууме $5 \cdot 10^{-10}$ *мм* рт. ст.

Приведенные ниже результаты хорошо и неоднократно воспроизводились и не зависели от того, наносился ли слой Ba данной толщины одной порцией или по частям, более мелкими порциями. Кривые распределения для массивного слоя Ba также не зависели от скорости его нанесения.

Толщина адсорбированного слоя определялась по времени напыления Ba на W. При этом принималось, что максимальному изменению работы выхода мишени соответствует $\Theta \simeq 0{,}7$ атомного слоя. На рис. 2 приведены вольтамперные кривые для различных Θ, причем уменьшение работы выхода вольфрамовой мишени при $\Theta \simeq 0{,}7$ приблизительно равно 3 *эв*, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными в [9].

Коэффициент вторичной электронной эмиссии измерялся двумя гальванометрами чувствительностью $\sim 10^{-10}$ *а/мм·м*. Один из них использовался при снятии вольтамперных кривых для определения изменения работы выхода мишени.

Кривые распределения вторичных электронов по энергиям воспроизводились на экране осциллографа при помощи дифференцирующего устройства [10, 11], блок-схема которого приведена на рис. 3*.

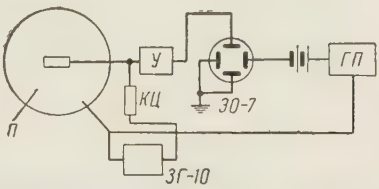


Рис. 3. Блок-схема дифференцирующего устройства:

У — резонансный усилитель; *КЦ* — компенсирующая цепь; *ГП* — генератор пилообразных импульсов; *ЗГ-10* — звуковой генератор; *ЭО-7* — осциллограф; *П* — прибор

Для контроля правильности работы прибора снимались кривые $\sigma(E_p)$ и кривые задержки для W и Ba. Хорошее совпадение кривых с литературными данными [1, 8], отсутствие вытягивающих потенциалов, воспроизводимость и стабильность кривых во времени свидетельствуют о чистоте мишени и хороших вакуумных условиях.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 4 представлены кривые зависимости $\sigma(E_p)$ для различных значений Θ. Из них видно, что σ подложки сначала растет, причем $\sigma_{макс}$ соответствует $\varphi_{мин}$, т. е. $\Theta \simeq 0{,}7$. При дальнейшем росте Θ работа выхода φ мишени растет, а $\sigma(E_p)$ уменьшается до тех пор, пока не достигнет значений, характерных для массивного слоя бария. Кривая для массивного слоя Ba на W устанавливается при $\Theta \simeq 8-10$ атомных слоев. Поскольку коэффициенты неупруго-отраженных электронов η у Ba и W приблизительно одинаковы, можно считать, что пробег λ медленных истинно вторичных электронов в Ba не превосходит 8—10 атомных слоев, что хорошо согласуется с результатами, полученными в [12] для других металлов.

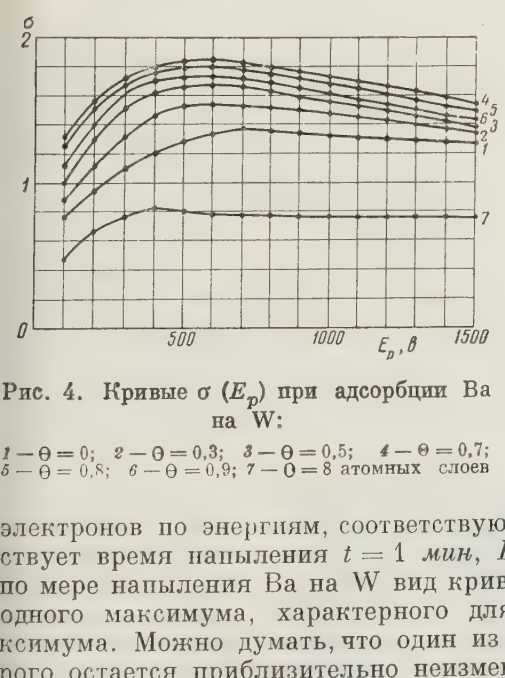


Рис. 4. Кривые $\sigma(E_p)$ при адсорбции Ba на W:

1 — $\Theta = 0$; *2* — $\Theta = 0{,}3$; *3* — $\Theta = 0{,}5$; *4* — $\Theta = 0{,}7$; *5* — $\Theta = 0{,}8$; *6* — $\Theta = 0{,}9$; *7* — $\Theta = 8$ атомных слоев

На рис. 5—6 (*а* — *д*) приведены кривые распределения вторичных электронов по энергиям, соответствующие различным Θ: $\Theta \simeq 0{,}7$ соответствует время напыления $t = 1$ *мин*, E_p всюду равно 500 *эв*. Как видно, по мере напыления Ba на W вид кривой распределения меняется. Вместо одного максимума, характерного для вольфрама, появляются два максимума. Можно думать, что один из этих максимумов, положение которого остается приблизительно неизменным ($E_2 \simeq 3.1$ *эв*), образован электронами, эмиттированными из вольфрамовой подложки, а второй — частью мишени, покрытой адсорбированными атомами Ba с соответственно измененной работой выхода. Действительно, если совместить низко-

* Схема дифференцирующего устройства была нам любезно рекомендована М. Л. Капицей, за что приносим ему искреннюю благодарность.

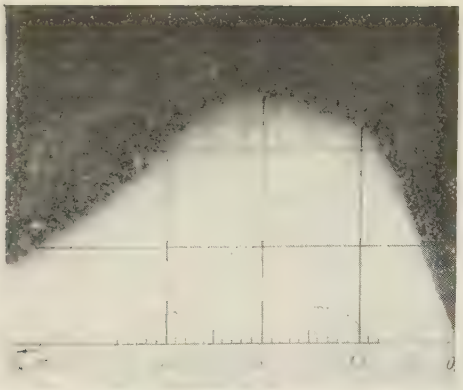
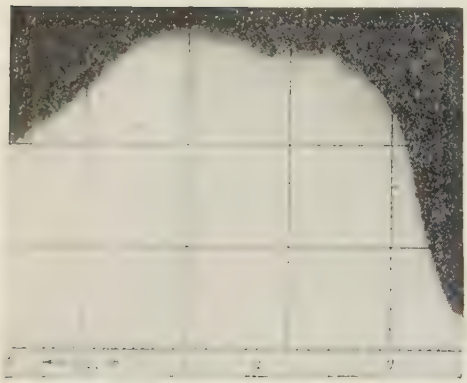


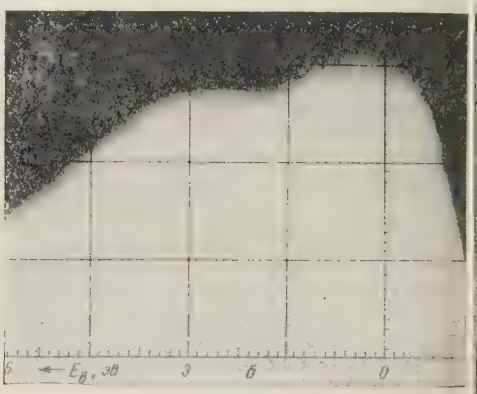
Рис. 5

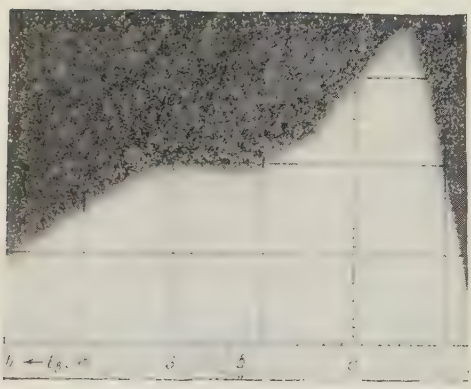
Рис. 5. Низковольтовый максимум кривой распределения вторичных электронов вольфрама

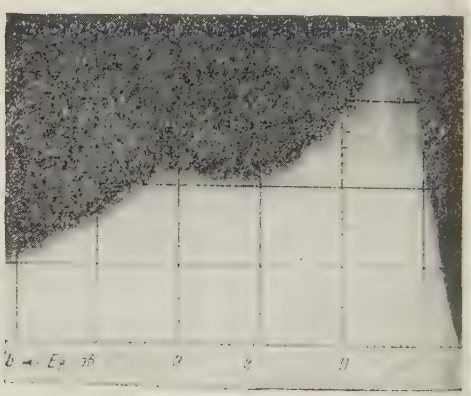
Рис. 6.

а — низковольтовый максимум кривой распределения вторичных электронов при адсорбции Ba на W, $\Theta = 0{,}3$ атомного слоя. Скорость испарения 0,7 слоя в минуту; *б* — $\Theta = 0{,}5$; *в* — $\Theta = 0{,}7$; *г* — $\Theta = 1{,}0$; *д* — $\Theta = 10$ атомных слоев









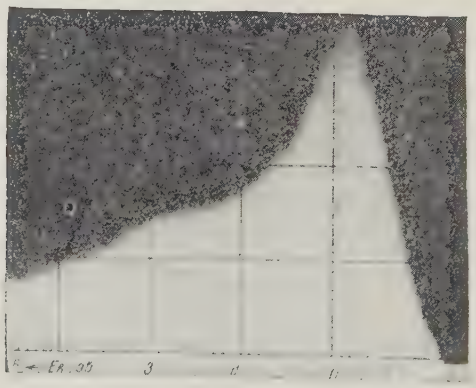


Рис. 6

вольтовые максимумы кривых распределения (рис. 7) для $\Theta \simeq 0{,}7$ (кривая *1*) и для массивного слоя Ba ($\Theta \gtrsim 10$) (кривая *2*), то разностная кривая *3* имеет форму, аналогичную форме кривой распределения медленных вторичных электронов W, причем максимум ее находится также при $E_2 \simeq 3$ *эв*. В пределах $0 < \Theta < 0{,}7$ с увеличением Θ второй максимум смещается в сторону меньших энергий, по-видимому, за счет уменьшения эффективной работы выхода мишени. Кроме того, его интенсивность возрастает, а интенсивность «вольфрамового» максимума уменьшается. Окончательно вольфрамовый максимум исчезает при $\Theta \simeq 10$ атомных слоев.

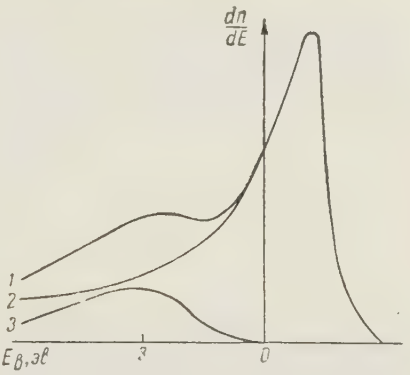


Рис. 7. Кривые распределения вторичных электронов по энергиям:

1 — для вольфрамовой мишени, покрытой слоем Ba, $\Theta \simeq 0{,}7$ атомного слоя; *2* — для массивного слоя Ba; *3* — разностная кривая

Из рисунков видно, что полученный при адсорбции Ba на W новый максимум перемещается в соответствии с изменением работы выхода мишени (табл. 1), что хорошо согласуется с теорией Яснопольского и Тягунова — Кадышевича [4, 5].

На рис. 8, *а — д* представлены кривые распределения вторичных электронов по энергиям, полученные при большей скорости нанесения Ba ($\Theta \simeq 0{,}7$ соответствует время напыления $t = 10$ *сек*). Из них видно, что при данной скорости нанесения Ba вольфрамовый максимум практически исчезает при несколько меньшей толщине слоя ($\Theta \simeq 8$ атомных слоев) (табл. 2).

Таким образом, из приведенных данных видно, что при изменении работы выхода мишени максимум кривой распределения вторичных электронов по энергиям смещается в сторону меньших энергий, следуя за изменением работы выхода. Кривая распределения вторичных электронов для Ba уже устанавливается при $\Theta \gtrsim 2$ атомных слоя. Она имеет форму, характерную для металлов с малой работой выхода; максимум ее уз-

Таблица 1

Толщина нанесенных слоев, Θ	Изменение работы выхода, Δφ, *эв*	Эффективная работа выхода мишени, φ, *эв*	Положение второго максимума, *в*	Толщина нанесенных слоев, Θ	Изменение работы выхода, Δφ, *эв*	Эффективная работа выхода мишени, φ, *эв*	Положение второго максимума, *в*
0	0	4,52	3,1	0,7	2,8	1,72	1,2
0,3	1	3,52	2	1,0	2,3	2,22	1,3
0,5	1,7	2,82	1,8	10	2	2,52	1,7

Таблица 2

Толщина нанесенных слоев, Θ	Изменение работы выхода, Δφ, *эв*	Эффективная работа выхода мишени, φ, *эв*	Положение максимума, *в*	Толщина нанесенных слоев, Θ	Изменение работы выхода, Δφ, *эв*	Эффективная работа выхода мишени, φ, *эв*	Положение максимума, *в*
0	0	4,52	3,1	4	1,9	2,62	1,6
0,7	2,7	1,82	1,3	6	2	2,52	1,6
2	1,9	2,62	1,6	8	2	2,52	1,6

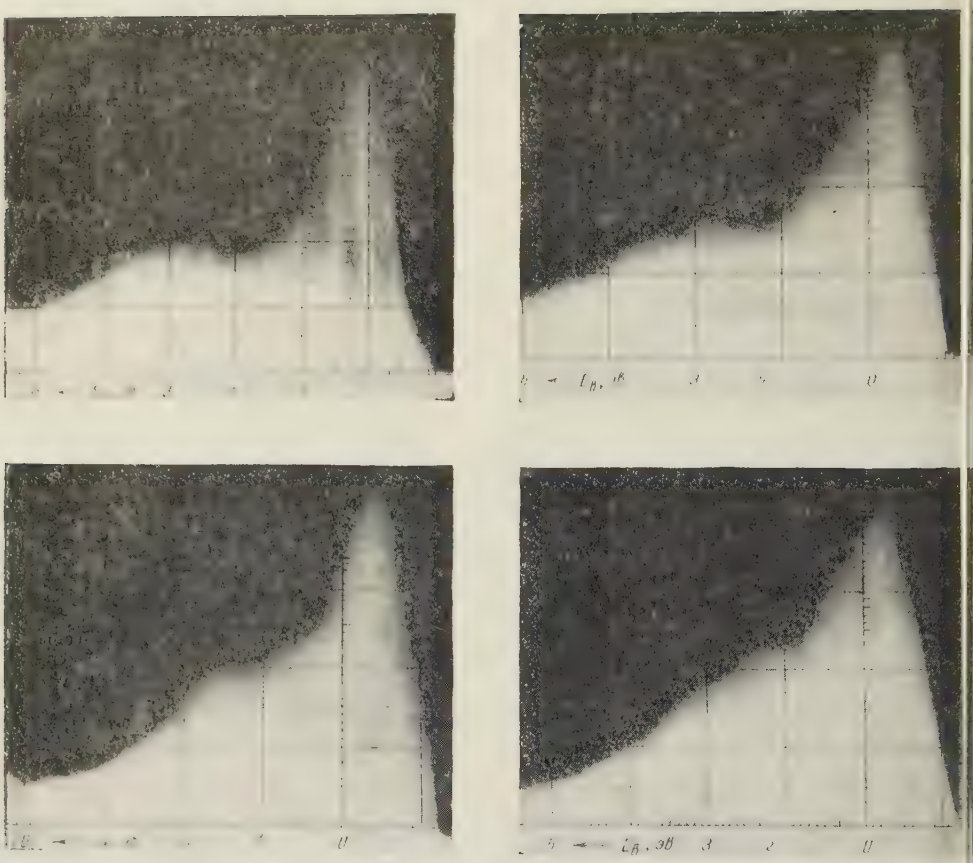


Рис. 8 *а,б,в,г*

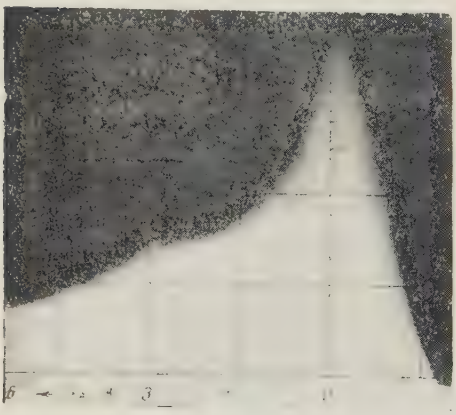


Рис. 8,*д*

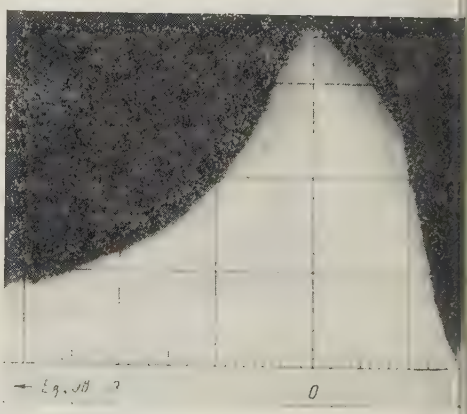


Рис. 9

Рис. 8.

а — низковольтовый максимум кривой распределения вторичных электронов при адсорбции Ba на W, $\Theta = 0{,}7$ атомного слоя. Скорость испарения 4 слоя в минуту; *б* — $\Theta = 2$; *в* — $\Theta = 4$; *г* — $\Theta = 6$; *д* — $\Theta = 8$ атомных слоев

Рис. 9. Низковольтовый максимум кривой распределения вторичных электронов Ba на W ($\Theta = 1{,}0$). Антидинатронная сетка закорочена с коллектором

кий и резкий и соответствует $E_2 = 1{,}6-1{,}7$ *эв*. Кривая для W имеет широкий максимум при $E_2 = 3-3{,}1$ *эв*, что характерно для металлов с большой работой выхода.

Следует отметить, что если закоротить антидинатронную сетку с коллектром, то вольфрамовый максимум исчезает (рис. 9). Это указывает на то, что «третичные» электроны, идущие с коллектора, в сильной степени влияют на зависимость распределения медленных вторичных электронов по энергиям. В этом случае вместо двух максимумов получается один искаженный максимум. Нам кажется, что объяснить наличие двух максимумов полем пятен, по-видимому, невозможно, так как поле пятен должно было бы привести к выравниванию эмиссии отдельных мест мишени, т. е. к уничтожению этого эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Брюининг, Физика и применение вторичной электронной эмиссии, Изд. Советское радио, 1958, стр. 79.
2. И. М. Бронштейн, ЖТФ, 1943, **13**, 176; И. М. Бронштейн, Т. А. Смородина, ЖЭТФ, 1954, **29**, 495.
3. А. Р. Шульман, И. Р. Закирова, Ю. А. Морозов, С. А. Фридрихов, ЖТФ, 1958, **28**, 87.
4. Н. Л. Яснопольский, Г. А. Тягунов, ЖТФ, 1939, **9**, 1573.
5. А. Е. Кадышевич, ЖЭТФ, 1945, **15**, 600.
6. И. М. Бронштейн, В. В. Рощин, ЖТФ, 1958, **28**, 2200.
7. P. A. Anderson, Phys. Rev., 1935, **47**, 958.
8. G. A. Harrower, Phys. Rev., 1956, **104**, 52.
9. В. М. Гаврилюк, Тр. Института физики АН УССР, 1954, 5, 87.
10. А. Р. Шульман, И. И. Фарбштейн, Докл. АН СССР, 1955, **104**, 56.
11. М. Л. Капица, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, **22**, 557.
12. И. М. Бронштейн, Р. Б. Сегаль, Докл. АН СССР, 1958, **123**, 639.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

1960 № 10

О ЗАВИСИМОСТИ РАБОТ ВЫХОДА ПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ (КАТОДОВ) ОТ ПОТЕНЦИАЛА ИОНИЗАЦИИ АДСОРБИРОВАННЫХ АТОМОВ*

Г. С. Михайлов, Л. А. Кутовая, Л. А. Поспелов

Рассмотрены пределы применимости выводов, содержащихся в статье А. И. Ансельма [2] о зависимости изменения $\Delta\varphi$ работ выхода пленочных систем (катодов) от потенциала ионизации V_i адсорбированных атомов (согласно [2] $\Delta\varphi$ тем меньше, чем больше V_i). Случай адсорбции монослоев различных металлов на вольфраме показывает, что имеет место плохое согласие выводов теории с экспериментом. Если же рассмотрение производить внутри периодов и групп периодической системы элементов Менделеева, то выводы теории хорошо согласуются с экспериментом для случая адсорбции монослоев различных металлов на вольфраме. Пользуясь обнаруженными зависимостями V_i и $\Delta\varphi$ от n и z (n — «старшее» главное квантовое число, z — порядковый номер), приближенно вычислена работа выхода для пленочной системы W — Rb, равная 1,62 *эв*.

1. Современная квантовая теория адсорбции [1] рассматривает металл — подложку и адсорбированный ею атомный (или молекулярный) монослой как единую квантово-механическую систему, в которой имеет место перекрытие волновых функций электронов как металла — подложки, так и адсорбированных атомов. Это значит, например, что в случае электроположительных адатомов атомные электроны обобществляются между адатомами и решеткой металла — подложки (адсорбента) и оказываются частично затянутыми в решетку адсорбента. В случае электроотрицательных адатомов имеет место аналогичная, но обратная картина: электроны решетки оказываются частично затянутыми на адсорбированные атомы.

На основе подобных представлений А. И. Ансельм [2] получил следующее выражение для изменения $\Delta\varphi$ работы выхода электрона из металла при адсорбции на его поверхности атомов другого вещества [1, 2]**:

$$\Delta\varphi = 4\pi a\sigma_+ - \frac{am^{3/2}e}{\sqrt{2}\pi\hbar^3}\int_{\varphi^*}^{\varphi^*+E_0} W(E')\frac{E'-\varphi^*}{\sqrt{(E_0-\varphi^*)-E'}}dE'. \qquad (1)$$

Здесь σ_+ — поверхностная плотность адсорбированных положительных ионов; m, e — масса и заряд электрона; $\hbar = h/2\pi$ (где h — постоянная Планка); a — расстояние, на котором отстоит индуцированный отрицательно заряженный слой от слоя адсорбированных положительных ионов; $W(E')$ — вероятность пребывания электронов в адсорбированном слое; E' — полная энергия электрона в потенциальной яме; E_0 — максимальная кинетическая энергия электронов (в потенциальной яме).

Величина интеграла, входящего в выражение (1), при одном и том же φ^* существенно зависит от минимального квантового значения энергии

---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

** В тексте везде φ^* — работа выхода металла — подложки, φ — работа выхода пленочной системы; $\varphi^* - \varphi = \Delta\varphi$.

электрона E_∞, которое связано с потенциалом ионизации V_i так, что бо́льшим значениям E_∞ соответствуют и бо́льшие значения V_i. В связи с этим для различных пленочных катодов, имеющих одну и ту же подложку, изменение $\Delta\varphi$ работы выхода будет тем больше, чем меньше ионизационный потенциал V_i адсорбированных атомов (при условии, что суммарный заряд слоя остается положительным) [1, 2]*.

2. Применение этого вывода для объяснения экспериментальных результатов требует, однако, учета того обстоятельства, что на электрические свойства адсорбированных монослоев, кроме ионизационных потенциалов V_i адсорбированных атомов, должна влиять также структура внешних электронных оболочек адсорбированных атомов. Это обстоятельство в работе [2] отражено тем, что для иллюстрации согласия выводов теории с экспериментом выбран случай адсорбции атомов щелочных металлов (Na, K, Rb, Cs) на платине: известно, что все щелочные металлы имеют одну и ту же структуру внешних электронных оболочек, а именно, у всех щелочных металлов после заполненного p-слоя (p^6) имеется один s-электрон (s^1).

В силу этого можно ожидать хорошего согласия выводов теории с экспериментом при адсорбции атомов, обладающих одинаковой структурой внешних электронных оболочек, и на других подложках, в частности на вольфраме. Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал позволил авторам проверить это предположение для случая адсорбции на вольфраме щелочных, а также щелочноземельных металлов.

Согласие выводов теории с экспериментом в данном случае действительно имеет место, как можно видеть из таблицы, в которой приведены значения потенциалов ионизации V_i адсорбированных атомов и собраны экспериментальные данные по работам выхода φ (а следовательно и $\Delta\varphi$) для соответствующих пленочных систем**. Нами было сделано также графическое сопоставление хода V_i и $\Delta\varphi$ для случая адсорбции на вольфраме щелочных и щелочноземельных металлов в функции от старшего главного квантового числа n (характеризующего внешние электронные оболочки) [4] (см. рис. 1).

Щ е л о ч н ы е м е т а л л ы. Структура внешних электронных слоев щелочных металлов охарактеризована выше. На рис. 1, *а* показан ход V_i и $\Delta\varphi$ в функции от n для случая адсорбции Li, Na, K и Cs на W. Из графиков видно, что имеет место хорошее совпадение выводов теории с экспериментом. Значения $\Delta\varphi$ хорошо ложатся на прямую линию.

Щ е л о ч н о з е м е л ь н ы е м е т а л л ы. Все щелочноземельные металлы имеют одну и ту же структуру внешних электронных оболочек, а именно: после законченного p-слоя (p^6) имеются два s-электрона (s^2). На рис. 1, *б* показан ход V_i и $\Delta\varphi$ в функции от n для случая адсорбции Ca, Sr и Ba на W. Видно, что в ряду Ca—Sr—Ba имеет место хорошее согласие выводов теории с экспериментом.

3. Если речь идет об адсорбции на одной и той же подложке (а именно на вольфраме) атомов, имеющих, вообще говоря, различную структуру внешних электронных оболочек, то здесь мы сталкиваемся с тем фактом, что хотя и соблюдается общая тенденция уменьшения $\Delta\varphi$ с возрастанием V_i, однако имеют место и отклонения от общего хода. Из таблицы видно, что при переходе от пленочной системы W—La к системе W—Sr, от W—Ce к W—Y и от W—U к W—Ca значение $\Delta\varphi$ не уменьшается, а увеличивается.

---

* Из-за недостатка экспериментальных данных здесь не обсуждается рассмотренный в [2] случай адсорбции атомов одного и того же сорта на различных металлических подложках.

** В таблице не приведена пленочная система W—Th, так как для Th отсутствуют надежные значения V_i.

Оказывается, однако, что имеет место полное совпадение выводов теории с экспериментом также и в случае адсорбции на одной и той же подложке (вольфраме) атомов с различной структурой внешних электронных оболочек, если сопоставлять ход V_i и $\Delta\varphi$ внутри периодов системы Менделеева [4], пользуясь для этого системой графиков, аналогичной описанной в работе [3]. При таком рассмотрении автоматически учитывается эффект внешних электронных оболочек. Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные (см. таблицу) позволяют сопоставить ход V_i и $\Delta\varphi$

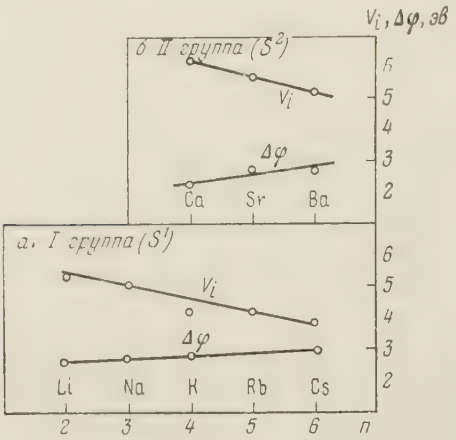


Рис. 1

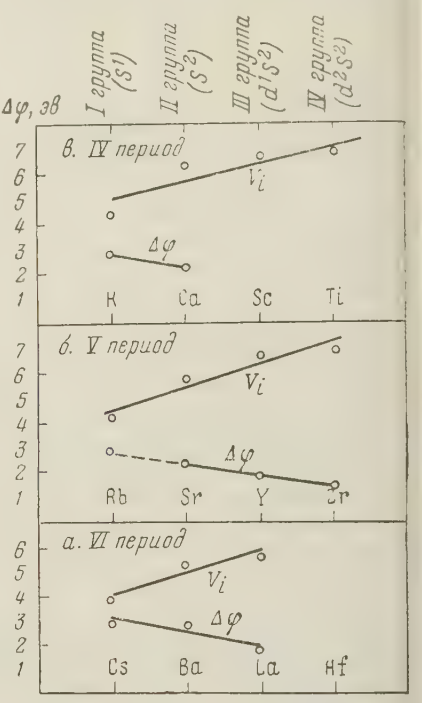


Рис. 2

Рис. 1. Ход V_i и $\Delta\varphi$ в зависимости от старшего главного квантового числа n для щелочных ($а$) и щелочноземельных ($б$) металлов

Рис. 2. Ход V_i и $\Delta\varphi$ внутри периодов системы Менделеева

(в функции от z) для некоторых элементов, лежащих в начале 6-го, 5-го и 4-го больших периодов.

6-й (б о л ь ш о й) п е р и о д. В его начале расположены два металла: Cs и Ba, образующие пленочные системы, многократно изучавшиеся. В ряду Cs—Ba—La (см. рис. 2, $а$) имеет место хорошее согласие выводов теории с экспериментом и значения $\Delta\varphi$ ложатся на прямую линию.

5-й (б о л ь ш о й) п е р и о д. В ряду Sr—Y—Zr (см. рис. 2, $б$) имеет место хорошее согласие выводов теории с данными экспериментов и значения $\Delta\varphi$ хорошо ложатся на прямую линию.

4-й (б о л ь ш о й) п е р и о д. В ряду K—Ca (см. рис. 2, $в$) имеет место хорошее согласие выводов теории с экспериментом.

4. Известно, что развитая А. И. Ансельмом теория и произведенные им подсчеты не позволяют произвести даже грубые, приближенные вычисления $\Delta\varphi$ для неизвестных (не измеренных) пленочных систем [1].

В связи с этим интересен тот факт, что, пользуясь предсказательной силой периодической системы Менделеева, на основании установленных выше графических зависимостей V_i и $\Delta\varphi$ от n и z (рис. 1 и 2), можно грубо оценивать значения $\Delta\varphi$ (а следовательно и φ) для неизвестных пленочных систем путем графического интер- и экстраполирования.

В качестве примера остановимся на пленочной системе W—Rb*. Из рис. 1,*а* видно, что интерполирование для системы W—Rb дает значение $\Delta\varphi$, равное приближенно 2,88 *эв*. Если это значение нанести на график $\Delta\varphi$ рис. 2, *б*, то прямая экстраполирования $\Delta\varphi$ для ряда Sr—Y—Zr, про-

Тип пленочного катода	Потенциал ионизации адсорбированных атомов, V_i, *эв*	Экспериментальные значения работ выхода пленочных систем φ, *эв* по данным разных авторов	φ, *эв* средние	$\Delta\varphi$ *
W — Cs	3,86 [26]	1,62 [9]; 1,70 [18]; 1,36 [21]; 1,70 [22]; 1,36 [24]; 1,50 [25]	1,54	2,96
W — K	4,32 [26]	1,71**; 1,76 [18]; 1,64 [19]; 1,56 [25]	1,67	2,83
W — Na	5,09 [26]	1,76 [19]	1,76	2,74
W — Ba	5,21 [26]	1,9 [7]; 2,07 [9]; 1,66 [10]; 1,56 [14]; 1,6 [16]; 1,68 [17] 2,08 [20]; 1,63 [25]	1,76	2,74
W — Li	5,37 [26]	1,83 [23]	1,83	2,67
W — La	5,59 [26]	2,71 [8]	2,71	1,79
W — Sr	5,68 [26]	2,2 [7]	2,2	2,3
W — U	6,05 [6]	2,84 [8]	2,84	1,66
W — Ca	6,25 [26]	2,24 [12]	2,24	2,26
W — Ce	6,54 [26]	2,71 [8]	2,71	1,79
W — Y	6,6 [26]	2,70 [8]	2,70	1,80
W — Zr	6,92 [26]	3,14 [8]; 3,1 [11]	3,12	1,38

* При вычислении $\Delta\varphi$ работа выхода вольфрама принималась, согласно [5], равной 4,5 *эв*.

** Вычислено Рейманом [13] по данным Киллиана [15].

долженная в сторону Rb (пунктир), проходит через эту точку, т. е. близкое к найденному значение для W—Rb можно получить также путем экстраполирования из графика $\Delta\varphi$ рис. 2, *б*. Таким образом, значение работы выхода φ для пленочной системы W—Rb приближенно равно 1,62 *эв*.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Бонч-Бруевич, Успехи физ. наук, 1950, **40**, 368.
2. А. И. Ансельм, Уч. зап. ЛГУ, Сер. физ., 1939, № 38, вып. 5, 16.
3. Г. С. Михайлов, А. Я. Усиков, Укр. физ. ж., 1957, **2**, 380.
4. Э. В. Шпольский, Атомная физика, ГИТТЛ, **1**, 1949; **2**, 1950.
5. H. B. Michaelson, J. Appl. Phys., 1950, **21**, 536.
6. И. Н. Бакулина, Н. И. Ионов, ЖЭТФ, 1959, **36**, 1001.
7. G. E. Moore, H. W. Allison, J. Chem. Phys., 1955, **23**, 1609.
8. S. Dushman, D. Dennison, N. B. Reynolds, Phys. Rev., 1927, **29**, 903.

* Рейман [13], используя экспериментальные данные Киллиана [15], вычислил для пленочной системы W — Rb значение $\varphi = 1{,}14$ *эв*, но не считает его достоверным.

9. J. A. Becker, Trans. Faraday Soc., 1932, **28**, 148.
10. J. M. Eglin, Phys. Rev., 1928, **31**, 1127.
11. В. Н. Шредник, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, **22**, 594.
12. S. Dushman, Phys. Rev., 1923, **21**, 623.
13. A. L. Reimann, Thermionic emission, London, 1934.
14. J. W. Ride, N. L. Harris, Thermionic emission, London, 1934, 164.
15. T. J. Killian, Phys. Rev., 1926, **27**, 578.
16. В. М. Гаврилюк, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1956, **20**, 1071.
17. E. W. Müller, Z. Phys., 1936, **102**, 734.
18. H. Mayer, Ann. Physik, 1938, **33**, 419.
19. R. C. L. Bosworth, E. K. Rideal, Proc. Roy. Soc. A, 1937, **162**, 1.
20. Б. Ч. Дюбуа, Б. Н. Попов, Сб. Электроника, 1958, **10**, 118.
21. I. Langmuir, J. Amer. Chem. Soc., 1932, **54**, 2819.
22. J. B. Taylor, I. Langmuir, Phys. Rev., 1933, **44**, 423.
23. H. E. Ives, A. R. Olpin, Phys. Rev., 1929, **34**, 117.
24. I. Langmuir, K. H. Kingdon, Proc. Roy. Soc. A, 1925, **107**, 61.
25. R. Haefer, Z. Phys., 1940, **116**, 604.
26. Д. Кэй, Т. Лэби, Справочник физика-экспериментатора, ИЛ, 1949.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК. Ч. I. ДИПОЛЬНЫЕ МОЛЕКУЛЫ*

Ю. Г. Птушинский

Изучено влияние адсорбции дипольных молекул BaO и CsCl на работу выхода и сопротивление тонких напыленных пленок переходных (Ni, W) и простого (Cu) металлов, а также адсорбции BaO на сопротивление пленки полупроводника (Ge). Обнаружено возрастание сопротивления в случае металлических пленок и его постоянство в случае германиевой пленки. В поведении пленок переходных и простого металлов существенного различия нет. Анализ полученных результатов позволил сделать некоторые выводы относительно механизма воздействия адсорбции дипольных молекул на работу выхода твердых тел.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что адсорбция молекул окиси бария, обладающих значительным собственным дипольным электрическим моментом, существенно понижает работу выхода металлов и полупроводников [1]. Это обстоятельство в сочетании с хорошей температурной устойчивостью пленок BaO на металлах [2] делает подобные системы интересными не только с физической, но и с практической точки зрения.

По поводу механизма влияния дипольных молекул BaO на работу выхода в литературе [3] обсуждались две наиболее вероятные точки зрения. Во-первых, можно предполагать, что работа выхода понижается вследствие образования на поверхности твердого тела двойного электрического слоя, состоящего из определенным образом ориентированных адсорбированных молекул. Согласно второй точке зрения работа выхода изменяется вследствие ионизации (полной или частичной) адсорбированных молекул или, иными словами, вследствие наличия электронного перехода между подложкой и молекулами.

Зурман [4] предложил метод изучения электронного перехода при адсорбции на металлах, суть которого заключается в следующем. Если приготовить подложку в виде тонкой ($\sim$ 100 атомных слоев) пленки, нанесенной на изолятор, например стекло, то можно ожидать, что наличие электронного перехода при адсорбции вызовет изменение сопротивления этой пленки. Можно ожидать также, что по знаку изменения сопротивления можно будет судить о направлении перехода электронов.

Аналогичного результата можно ожидать и в том случае, если адсорбция происходит на полупроводниковой пленке, толщина которой порядка дебаевского радиуса экранирования [5]. Заряжение молекул в результате ионизации вызовет смещение зон и перераспределение электронов на глубине экранирования, что должно привести к изменению сопротивления.

Мы попытались применить этот метод к интересующему нас случаю адсорбции дипольных молекул BaO, а также CsCl, сопровождающейся значительным понижением работы выхода. Как результат этой работы,

---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

предполагалось получить ответ на вопрос о механизме снижения работы выхода в таких системах. Для выяснения роли электронных свойств подложки опыты были проведены на переходных металлах (Ni и W), простом металле (Cu) и на полупроводнике (Ge).

1. МЕТОДИКА

Конструкция экспериментальной лампы показана на рис. 1. Основными деталями ее являются стеклянный палец (*1*) с двумя платиновыми электродами на плоском дне (*2*), служившем подложкой для нанесения исследуемых пленок; испарители, которые служили для получения слоев адсорбата (*4*) и адсорбента (*3*), и, наконец, подвижный электронный прожектор (*5*) для измерения изменения работы выхода при адсорбции. К лампе присоединен ионизационный манометр (*6*) типа Альперта для понижения и измерений давления.

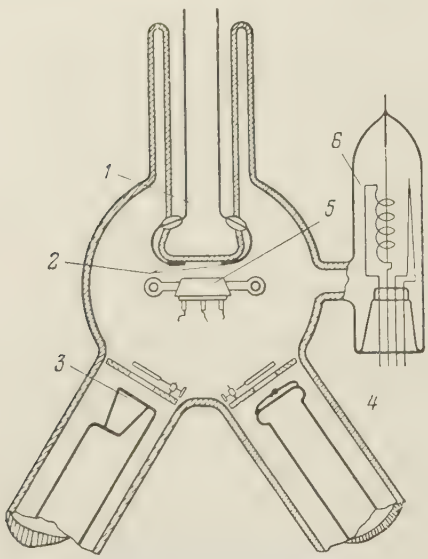


Рис. 1. Экспериментальная лампа (поперечный разрез)

Испарение Ni, Cu и Ge производилось из алундированных вольфрамовых тигельков, испарение W — из вольфрамовой спирали. Испарителем окиси бария служила покрытая ею платиновая спираль, испарителем хлористого цезия — наполненная им никелевая трубка. Испарители снабжены подвижными заслонками для перекрытия молекулярного пучка.

Откачка лампы производилась обычным образом с многократным чередованием прогрева стекла и внутренних деталей. После отпайки лампы и приведения в действие ионизационного манометра давление в ней поддерживалось на уровне $2 \cdot 10^{-9}$ *мм* рт. ст. Включение электронного прожектора и испарителя BaO (или CsCl) практически не изменяло это давление. Включение испарителей Ni, Cu, W или Ge повышало давление до уровня $(5—7) \cdot 10^{-9}$ *мм* рт. ст. По рекомендации Зурмана [4] исследуемые металлические пленки приготавливались следующим образом. Для получения наиболее однородного слоя напыление производилось на стеклянную подложку, охлажденную до 78° K, для чего в стеклянный палец заливался жидкий азот. После получения слоя нужной толщины его прогревали до 370° K. В результате прогрева происходила дополнительная кристаллизация слоя, сопровождавшаяся значительным уменьшением его сопротивления и некоторым возрастанием работы выхода. Полученное в результате описанной процедуры состояние слоя было устойчивым, о чем свидетельствовало отсутствие какого-либо изменения сопротивления с течением времени, а также полная обратимость температурных изменений сопротивления.

Измерение сопротивления исследуемых слоев осуществлялось при помощи стандартного моста постоянного тока типа УМВ.

Все опыты с металлическими пленками проводились при температуре их $\sim$ 78, а в отдельных случаях $\sim$ 21° K; опыты с германиевой пленкой — при комнатной температуре. Толщина металлических пленок была порядка 10^{-6} *см*, германиевой пленки — 10^{-5} *см*.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены зависимости работы выхода (кривая φ) и сопротивления (кривая R) никелевой пленки от времени напыления на нее молекул окиси бария. Как и в случае хорошо изученной системы BaO—W [1] (работа В. М. Гаврилюка), адсорбция BaO на Ni приводит к значительному снижению работы выхода. Измеренное одновременно с измерением работы выхода сопротивление никелевой пленки по мере увеличения количества адсорбированной окиси бария возрастает. Обращает на себя внимание четкая корреляция между изменением работы выхода и сопротивления. Вместе с замедлением изменения работы выхода по мере напыления окиси бария замедляется и изменение сопротивления.

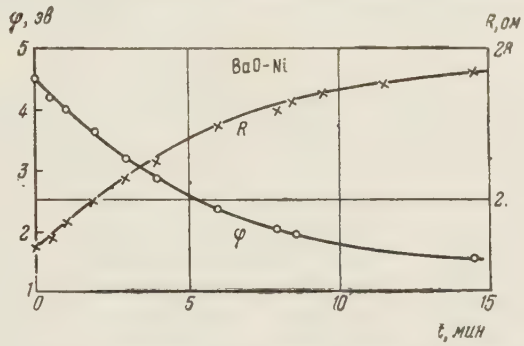


Рис. 2. Зависимость работы выхода и сопротивления никелевой пленки от времени напыления окиси бария

На рис. 3 подобные зависимости представлены для случая адсорбции окиси бария на поверхности вольфрамовой пленки. Как видно из рис. 3, и в этом случае сопротивление пленки при адсорбции BaO возрастает, а изменение сопротивления коррелирует с изменением работы выхода.

На рис. 4 представлены результаты, полученные при напылении окиси бария на слой меди. Здесь же приведена зависимость работы выхода вольфрамовой пластинки от времени напыления окиси бария (кривая φ_W), измеренная одновременно и при том же потоке молекул окиси бария, что и зависимость для медного слоя. Как видно из рисунка, зависимости работ выхода меди и вольфрама от времени напыления окиси бария подобны друг другу, и прекращение изменения работы выхода наступает практически одновременно; конечные значения работы выхода в обоих случаях примерно одинаковы, полное изменение работы выхода в случае меди на 0,3 *эв* меньше. Сопротивление медной пленки при адсорбции окиси бария, как и в предыдущих двух случаях, возрастает.

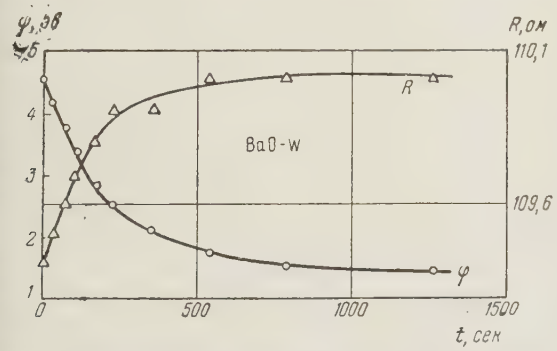


Рис. 3. Зависимость работы выхода и сопротивления вольфрамовой пленки от времени напыления окиси бария

На рис. 5 представлены зависимости работы выхода и сопротивления германиевой пленки от времени напыления на ее поверхность молекул окиси бария. Как было показано и ранее [1] (работа П. Г. Борзяка и О. Г. Сарбея), работа выхода германия при адсорбции окиси бария уменьшается. Сопротивление слоя германия остается постоянным.

Наконец, на рис. 6 представлены зависимости работы выхода и сопротивления никелевой пленки от времени напыления на нее молекул хлористого цезия. Как и в случае адсорбции на вольфраме [6], адсорбция хлористого цезия на никелевой пленке ведет к уменьшению ее работы выхода. Сопротивление никелевой пленки при адсорбции хлористого цезия возрастает.

Таким образом, в четырех из пяти рассмотренных случаев адсорбция дипольных молекул привела к возрастанию сопротивления пленок и лишь в одном случае (BaO—Ge) сопротивление осталось постоянным. В тех случаях, когда сопротивление изменяется, обращает на себя внимание четкая корреляция абсолютной величины изменения сопротивления и работы выхода. Однако знак изменения сопротивления оказался обратным

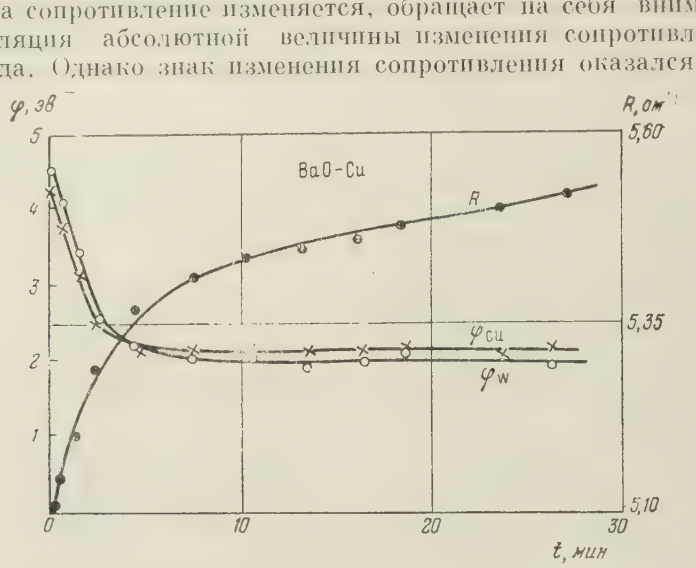


Рис. 4. Зависимость работы выхода и сопротивления медной пленки от времени напыления окиси бария

тому, который следовало бы ожидать, если бы и сопротивление и работа выхода изменялись за счет электронного перехода. Интересно также отсутствие какого-либо различия в поведении пленок переходных и простого металлов.

Все это плохо согласуется с предположением о том, что причиной наблюдаемых изменений работы выхода и сопротивления является электронный переход, и поэтому нужно детально проанализировать другие явления, могущие сопутствовать адсорбции и служить причиной этих изменений.

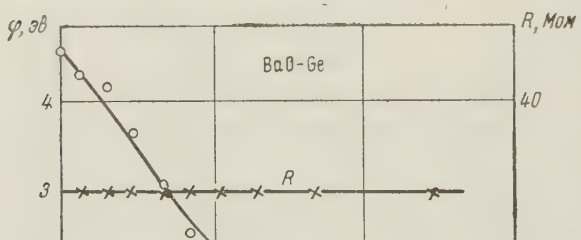


Рис. 5. Зависимость работы выхода и сопротивления германиевой пленки от времени напыления окиси бария

В числе таких явлений, кроме электронного перехода, наиболее вероятны следующие два. Во-первых, причиной изменений сопротивления могла бы служить диффузия молекул окиси бария (хлористого цезия) или их составных частей внутрь слоя металла. Вторая возможная причина связана с изменением условий рассеяния электронов у поверхности пленки при адсорбции. Последняя возможность тем более вероятна, что толщина исследуемых пленок порядка или меньше длины свободного пробега электрона.

Что касается диффузии, то не говоря уже о том, что она маловероятна при столь низких температурах (~78° К), мы можем доказать ее отсутствие. Первым доказательством служит то обстоятельство, что после напыления некоторого количества BaO (CsCl) мы не наблюдали никаких изменений

работы выхода или сопротивления во времени. Отсутствие этих изменений вызывается либо тем, что диффузия слишком медленна, т. е. практически отсутствует, или же, наоборот, она протекает столь быстро, что за время с момента окончания напыления до момента регистрации значения работы выхода или сопротивления процесс диффузии уже завершился. Однако последнее невероятно, так как тогда для достижения минимального значения работы выхода потребовалось бы не $\sim 10^{14}$ молекул BaO или CsCl, как это имеет место на самом деле [1] (работа В. М. Гаврилюка) и [6], а гораздо больше.

Вторым доказательством отсутствия диффузии служат результаты следующего нашего опыта. Мы одновременно напылили окись бария при одном и том же потоке на никелевую пленку при 78° К и на вольфрамовую пластинку, а затем на никелевую пленку при 300° К и на ту же вольфрамовую пластинку. В обоих случаях минимальное значение работы выхода никелевой пленки и вольфрамовой пластинки было достигнуто одновременно. Совершенно очевидно, что если бы диффузия имела место, то во втором случае она протекала бы с гораздо большей скоростью и одновременность была бы невозможной. Наконец, дополнительным доказательством отсутствия диффузии служит также сам факт одновременности достижения минимального значения работы выхода в трех системах: BaO—Ni, BaO—W и BaO—Cu (при одинаковых потоках BaO). Таким образом, диффузия как одна из возможных причин наблюдаемых изменений сопротивления отпала.

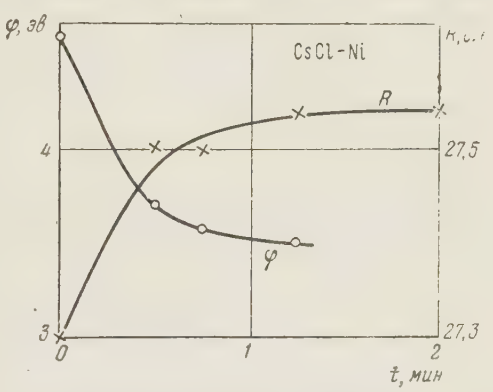


Рис. 6. Зависимость работы выхода и сопротивления никелевой пленки от времени напыления хлористого цезия

Выше мы уже указывали на то, что гипотеза электронного перехода плохо согласуется с отсутствием различия в поведении пленок переходных и простых металлов и знаком наблюдаемых на опыте изменений сопротивления. Более полную информацию о механизме наблюдаемых изменений сопротивления может дать изучение температурной зависимости эффекта.

Если бы причиной изменения сопротивления был электронный переход, то абсолютная величина этого изменения должна зависеть от температуры таким же образом, как само сопротивление. Это вытекает из независимости от температуры концентрации электронов проводимости в металле. Относительное же изменение сопротивления $\Delta R/R$ в этом случае не должно зависеть от температуры или, во всяком случае, зависеть от нее гораздо слабее, чем само сопротивление.

Изучение температурной зависимости изменения сопротивления при адсорбции было нами произведено для систем BaO—Ni и CsCl—Ni в интервале температур от ~ 21 до $\sim 78°$ К и показало, что зависимость $\Delta R/R$ от температуры имеет место. Так, для случая BaO—Ni при переходе от 78 к 21° К сопротивление изменилось на 6%, $\Delta R/R$ — на 9%. Этот результат свидетельствует о том, что электронный переход не является причиной наблюдаемых на опыте изменений сопротивления металлических пленок при адсорбции. По-видимому, настоящей причиной является изменение условий рассеяния электронов у поверхности пленки. При таком механизме влияния адсорбции на сопротивление пленок как раз должна иметь место наблюдаемая на опыте зависимость $\Delta R/R$ от температуры.

Изложенные выше результаты позволяют сделать некоторые выводы относительно механизма процесса снижения работы выхода твердых тел при адсорбции дипольных молекул BaO и CsCl.

Изменение сопротивления пленок Ni, W и Cu по изложенной выше причине, а также его постоянство в случае пленок германия, свидетельствует о том, что уменьшение работы выхода металлов и полупроводников при адсорбции BaO и CsCl вызывается образованием на их поверхности двойного электрического слоя, состоящего, возможно, из определенным образом ориентированных молекул, обладающих собственным электрическим дипольным моментом. Ионизация молекул, вероятно, не имеет места. Поэтому для процесса снижения работы выхода при адсорбции BaO электронная структура подложки не имеет существенного значения. Явление протекает по существу одинаково на переходных (Ni, W) и простом (Cu) металлах и полупроводниках (Ge). Температура подложки также не имеет существенного значения (по крайней мере в интервале между комнатной и температурой жидкого азота).

В заключение автор выражает глубокую благодарность Н. Д. Моргулису за внимание к работе и ценные советы. Автор также благодарит М. А. Кривоглаза за участие в дискуссии и Ю. А. Лупана за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Moore, A. Allison, Phys. Rev., 1950, 77, 247; В. М. Гаврилюк, Укр. физ. ж., 1956, 1, 73; П. Г. Борзяк, О. Г. Сарбей, Укр. физ. ж., 1956, 1, 395.
2. Ю. С. Ведула, В. М. Гаврилюк, Укр. физ. ж., 1958, 3, 632.
3. Н. Д. Моргулис, В. М. Гаврилюк, ЖЭТФ, 1956, 30, 149; Н. Д. Моргулис, Физика твердого тела, 1959, 1, 1125; И. М. Дыкман, Укр. физ. ж., 1956, 1, 81.
4. R. Suhrmann, Z. Elektrochem., 1956, 60, 804.
5. В. Е. Лашкарев, В. И. Ляшенко, Сб., посвященный 70-летию акад. А. Ф. Иоффе, Изд. АН СССР, 1950.
6. Н. Д. Моргулис, В. М. Гаврилюк, ЖЭТФ, 1956, 30, 149.

Институт физики АН УССР

Поступила в редакцию
21 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА
1960 № 10

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ГЕРМАНИЯ*

Н. Г. Находкин, В. П. Немцев

В специально сконструированном приборе в условиях сверхвысокого вакуума измерена электропроводность напыленных германиевых пленок n-типа различных толщин. Измерения позволили определить длину свободного пробега носителей тока, которая оказалась по порядку величины равной 100 *ммк*.

Исследование тонких германиевых пленок представляет интерес по нескольким причинам: с одной стороны они являлись и являются объектом исследований в некоторых работах по вторичной эмиссии, фотоэффекту и т. п., а с другой стороны они являются удобным объектом для исследования физики тонких полупроводниковых пленок, так как нашими опытами [1] и опытами других авторов [2] было показано, что до толщин примерно 10 *ммк* свеженапыленные пленки германия сплошные. Это было установлено как по ходу изменения удельного сопротивления тонких пленок с их толщиной, так и непосредственным наблюдением их строения в электронном микроскопе.

Целью настоящей работы являлось исследование электропроводности тонких германиевых пленок различных толщин и ее изменения под действием термической обработки, кислорода и т. п. В отличие от ранее выполненных аналогичных работ, мы производили измерение и изготовление пленок в условиях сверхвысокого вакуума ($p < 1 \cdot 10^{-8}$ *мм* рт. ст.). Это является преимуществом нашей работы, как так Птушинский показал [3], что пленки, полученные в обычных вакуумных условиях, всегда загрязнены остаточными газами и поэтому получаются всегда p-типа, а в сверхвысоком вакууме получаются пленки n-типа. В наших опытах испарение германия n-типа с $\rho = 26{,}2$ *ом·см* также позволяло получать слои n-типа.

Для исследования была сконструирована специальная лампа, которая позволяла в высоком вакууме измерять сопротивление 12—13 слоев различной толщины, изготовленных при одном напылении. Электрическими контактами служили напыленные в вакууме слои серебра. Толщина германиевых пленок определялась расчетным путем из геометрии и веса навески. В лампе можно было также определять знак термоэдс образцов и контактную разность потенциалов относительно вольфрамовой нити методом сдвига вольтамперных кривых. Напуск кислорода осуществлялся термическим разложением перекиси бария на никеле. Состав газа при напуске кислорода из аналогичного источника проверялся в нашей лаборатории при помощи омегатрона. Оказалось, что кислорода при данных условиях напуска больше, чем других газов.

На всех без исключения образцах пленок мы обнаруживали очень плавное увеличение удельного сопротивления ρ с уменьшением толщины пленки, а при толщинах, меньших 10 *ммк*, наблюдался более быстрый его рост. Это можно видеть на рис. 1, где кривая *1* изображает зависимость $\log \rho$ от толщины свежеосажденного слоя германия.

---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

Прогрев пленок в вакууме при 400° С приводит к уменьшению удельного сопротивления в 100—1000 раз и смещает порог быстрого роста в область больших толщин (см. кривую *4* на рис. 1). Это согласуется с ранее сделанными нами выводами [1], что прогрев пленок приводит к их кристаллизации и агрегации.

Допуская, что пленка сплошная и достаточно гладкая, можно считать, что рост ее удельного сопротивления с уменьшением толщины слоя d происходит за счет рассеяния носителей тока поверхностью. Этот эффект должен быть заметен при толщинах пленки, меньших длины свободного пробега носителей λ. Такой механизм изменения удельного сопротивления предложен еще в 1901 г. Томсоном и затем развит в целом ряде работ [4]. Если воспользоваться этой моделью, то для толщин $d < \lambda$, можно записать

$$\frac{1}{\rho d} \simeq 1{,}7 \frac{1}{\rho_\infty \lambda} (\log 1{,}5\lambda - \log d). \qquad (1)$$

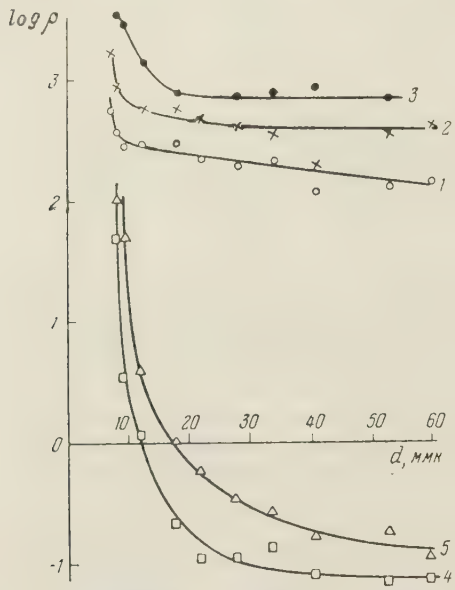


Рис. 1. Зависимость $\log \rho$ от толщины слоя германия:

1 — свеженапыленный слой; *2* — результат старения в течение суток; *3*—прогрев при 300°С в течение часа; *4*—прогрев при 450° С в течение часа; *5* — после напуска воздуха при атмосферном давлении

На рис. 2 кривой *1* представлена зависимость $1/\rho d$ как функция $\log d$ для свеженапыленного слоя германия. Как видно из рисунка, точки в согласии с формулой (1) ложатся на прямую линию. Такая линейная зависимость наблюдалась на большинстве исследованных нами образцах. Отклонение от линейной зависимости со стороны малых толщин обычно наблюдается при $d \simeq 10$ *ммк*, т. е. при этом неровности пленки, по-видимому, становятся соизмеримыми с их толщиной. Точка пересечения экспериментальной прямой $1/\rho d = f(\log d)$ с осью абцисс позволяет определить длину свободного пробега носителей тока. Как видно из таблицы, она оказалась равной для различных образцов от 30 до 150 *ммк*. Эти значения по порядку величины согласуются с λ, определенным из экспериментального значения подвижности ($u \simeq 5 \cdot 10^3$ *см²/в сек*) [5]. Если выбрать для эффективной массы носителей тока значение $m^* = 0{,}3\ m$, то λ вычисленное оказывается порядка 100 *ммк*.

№ лампы	$\lambda\lambda$ *ммк*	ρ_∞, *ом·см*	Отклонение от линейного хода наступает при d, *ммк*
1	150	47	8
2	110	130	6
3	32	60	10
4	80	107	16
5	72	120	10
7	33	90	6
10	93	—	10

Прогрев германиевых пленок, который сопровождается их агрегацией, нарушает линейный ход зависимости $1/\rho d = f(\log d)$. Напуск кислорода при давлении $5 \cdot 10^{-7}$ *мм* рт. ст. в течение 15 *мин* приводит к необратимому увеличению удельного сопротивления в 1,5—2 раза; при этом контактная разность потенциалов или не изменяется, или изменяется не более чем на 0,1 *эв*. Дальнейший напуск кислорода также необратимо увеличивает удельное сопротивление пленки и изменяет работу выхода на 0,3 *эв*. На рис. 2 цифрами *2*, *3*, *4*, *5* изображены зависимости $1/\rho d = f(\log d)$ при первом и последнем напусках кислорода. Как видно из рисунка, после напуска кислорода экспериментальные точки не ложатся на прямую линию. По-видимому, адсорбированный при таких условиях

кислород изменяет не только концентрацию носителей тока в результате электронного обмена, но и их подвижность. Весьма возможно, что в тонких слоях кислород при таких давлениях ($\sim 10^{-6}$ *мм* рт. ст.) образует окислы и тем самым нарушает однородность слоя.

Проделанная работа позволяет сделать следующие выводы.

Разработана и опробована удобная конструкция прибора для изучения электрических параметров тонких пленок различных толщин в условиях сверхвысокого вакуума.

Исследования, проведенные с германием, подтверждают, что его свеженапыленные на стеклянные подложки пленки — сплошные и однородные вплоть до толщин приблизительно 10 *ммк*, так как изменение

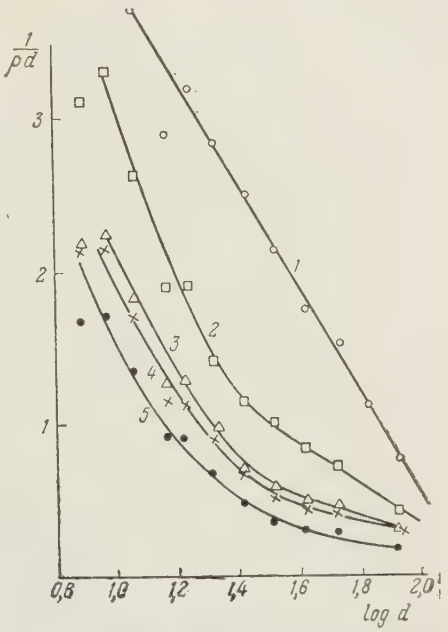


Рис. 2. Зависимость $1/\rho d$ от $\log d$:

1 — свеженапыленный слой германия; *2* — после напуска кислорода при $p \simeq 5 \cdot 10^{-7}$ *мм* рт. ст. в течение 15 *мин*; *3*, *4*, *5* — последующие напуски кислорода

удельного сопротивления такой пленки с толщиной может быть объяснено рассеянием носителей тока на его поверхности. Это подтверждается тем, что такие влияния как нагрев, вызывающий агрегацию, и воздействие кислорода, который может неоднородно окислить пленку, нарушают зависимость $1/\rho d \simeq \log d$.

Обработка экспериментальных кривых позволила определить длину свободного пробега носителей тока свеженапыленных слоев германия. Она оказалась равной примерно 100 *ммк*, что согласуется со значением λ, вычисленным из подвижности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Находкин, А. И. Новосельская, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, **22**, 448.
2. E. Fischer, H. Richter, Ann. Physik, 1955, **16**, 193; H. König Reichberichte f. Phys., 1944, **1**, 7.
3. Ю. В. Птушинский, Укр. физ. ж., 1959, 4, 125.
4. J. Thomson, Proc. Cambridge Philos. Soc., 1901, **11**, 119; K. Fuchs, Proc. Cambridge Philos. Soc., 1938, **34**, 100; H. Renter, Ann. Physik, 1937, **30**, 494; H. Mayer, R. Nossek, Z. Phys., 1954, **138**, 353; А. Кайданов, И. Регель, ЖТФ, 1958, **28**, 402; H. Bittel, B. Voss, Z. Naturforsch. a, 1956, **119**, 419.
5. У. Данлоп, Введение в физику полупроводников, ИЛ, 1959.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Поступила в редакцию 21 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ДВУСТОРОННЕГО ПОТЕНЦИАЛОСКОПА С ВОЗБУЖДЕННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ В ТОНКИХ СЛОЯХ ОКИСИ АЛЮМИНИЯ*

Г. С. Козина

Описан потенциалоскоп с мишенью (из специально изготовленной окиси алюминия), содержащей в плоскости управляющую сетку. В результате копланарного эффекта этой сетки устраняется основная причина больших сигналов фона изображения — пространственный электронный заряд. Трубка работает в условиях больших отбирающих напряжений. Мишень отличается прочностью и устойчивостью при электронном облучении.

ВВЕДЕНИЕ

Потенциалоскоп, использующий явление возбужденной проводимости, был предложен и осуществлен И. Ф. Песьяцким в 1944 г. [1, 2]. Этой первой потенциалоскопической трубке было присвоено название потенциалоскоп и лишь впоследствии, в связи с появлением большого количества других типов потенциалоскопов, она была названа потенциалоскопом с возбужденной проводимостью.

Явление, используемое в этой трубке, определялось И. Ф. Песьяцким (1944 г.) как изменение проводимости диэлектрика под действием электронной бомбардировки; в 1947 г. это явление было подробно исследовано и были установлены его основные закономерности [3], а также возможные применения [4].

В иностранной литературе появление работ по исследованию эффективной возбужденной проводимости в диэлектриках следует относить к 1948 г. [5], а электронно-лучевая трубка, аналогичная потенциалоскопу с возбужденной проводимостью, была впервые описана в 1949 г. [6] под названием «графекон». В [6] было также приведено описание так называемой двусторонней мишени, применение которой существенно улучшало свойства прибора. В ряде последующих статей содержалось описание работ по усовершенствованию трубки с двусторонней мишенью [7, 8]. Описанные в этих статьях трубки (графеконы RCA) отличались двумя недостатками: малой разрешающей способностью и большими сигналами фона, образующими крупные пятна на изображении мишени. Применение полупроводниковых мишеней в последующие годы позволило заметно увеличить разрешающую способность [9].

В настоящей статье описан предложенный И. Ф. Песьяцким и автором двусторонний потенциалоскоп с мишенью из окиси алюминия, применение которой существенно улучшает характеристики трубки.

1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ

Общий вид и конструкция трубки изображены на рис. 1. По принципу работы трубка не отличается от известных трубок, а также от первоначальной модели [1, 2]. Поверхность диэлектрической мишени облучается

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

читающим электронным лучом (с энергией 500 *эв*) и заряжается до некоторого потенциала по отношению к сигнальной пластине. Записывающий электронный луч (с энергией 8 *кэв*) возбуждает проводимость в диэлектрическом слое в местах записи. Ввиду двусторонней конструкции мишени записывающий электронный луч вначале проходит сквозь слой сигнальной пластины. Полезный сигнал создается за счет разности токов вторичной эмиссии с места записи и с остальной поверхности мишени (фона).

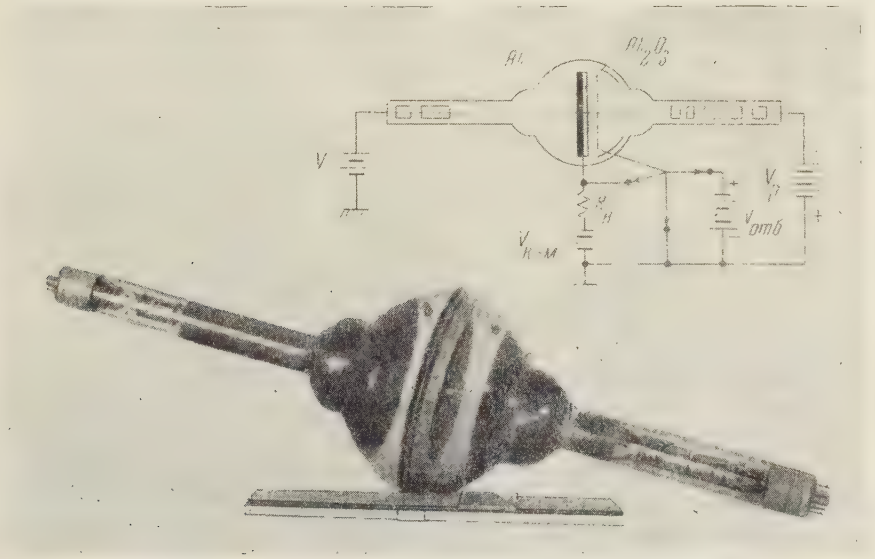


Рис. 1. Фотография и схема потенциалоскопа

Применяемые в качестве диэлектрического слоя мишени слои окиси алюминия (толщиной 0,1—0,2 *мк*) изготавливаются окислением на воздухе слоев алюминия, нанесенных на органическую подложку, которая расположена на мелкоструктурной поддерживающей сетке. Сигнальная пластина состоит из слоя алюминия толщиной 0,2 *мк*. Помимо коллектора в трубке имеется коллекторная сетка, расположенная на расстоянии 2 *мм* от мишени.

2. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗБУЖДЕННОЙ ПРОВОДИМОСТИ СЛОЯ ОКИСИ АЛЮМИНИЯ

Характеристики возбужденной проводимости исследовались в условиях возбуждения слоя со стороны сигнальной пластины, т. е. в реальных условиях работы прибора. Коэффициент возбужденной проводимости измерялся по методу, применяемому Песьяцким в [3]. Поверхность мишени заряжалась читающим электронным потоком до некоторой разности потенциалов. Затем часть мишени бомбардировалась быстрыми электронами луча записи, и в результате возбуждения проводимости в этом месте понижался потенциал поверхности диэлектрика. При облучении разряженного места читающим лучом потенциал его вновь достигал прежнего значения. При этом измерялся ток зарядки в цепи мишени; интеграл этого тока по времени зарядки, т. е. количество электричества, необходимое для восстановления потенциала поверхности в месте записи, равно количеству электричества Q, прошедшему через слой в момент возбуждения в слое проводимости. Отношение Q к количеству электричества, принесенному в место записи лучом записи, определяет действующий коэффициент возбужденной проводимости (квп) δ мишени. Метод измерения не учитывает уменьшения разности потенциалов на диэлект-

рическом слое в процессе протекания тока возбужденной проводимости и поэтому дает заниженные значения по сравнению с методами, где эта разность потенциалов поддерживается неизменной. Способ измерения тока зарядки описан ниже.

На рис. 2 приведена зависимость коэффициента возбужденной проводимости δ от энергии V первичного пучка, падающего на мишень со стороны сигнальной пластины (кривая *1*). Для сравнения на этом же

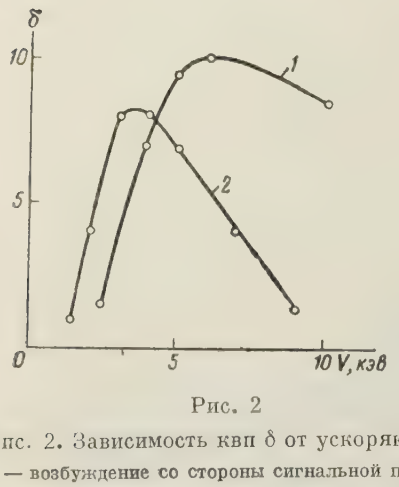


Рис. 2

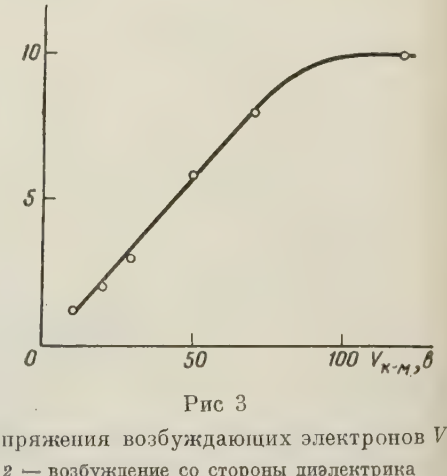


Рис 3

Рис. 2. Зависимость квп δ от ускоряющего напряжения возбуждающих электронов V: *1* — возбуждение со стороны сигнальной пластины; *2* — возбуждение со стороны диэлектрика

Рис. 3. Зависимость квп δ от напряжения между коллектором и мишенью $V_{к-м}$, при котором производилась предварительная зарядка

рисунке приведена зависимость $\delta(V)$ (кривая *2*) для возбуждения того же слоя со стороны диэлектрика. Кривая *1* имеет более пологий максимум, сдвинутый в сторону бóльших V, что объясняется потерями энергии первичных электронов в слое сигнальной пластины. Максимальная величина квп $\delta = 8—10$. Превышение максимума кривой *1* над максимумом кривой *2* очевидно объясняется большей эффективностью действия немонохроматичного пучка быстрых электронов.

На рис. 3 изображена зависимость δ от разности потенциалов между коллектором и мишенью (сигнальной пластиной) $V_{к-м}$, при которой производилась предварительная зарядка мишени читающим лучом. Линейный участок кривой определяет границы, в которых разность потенциалов на диэлектрическом слое $V_д$ изменяется пропорционально напряжению между коллектором и мишенью $V_{к-м}$.

Характерная особенность слоя окиси алюминия, изготовленного термическим способом, заключается в том, что возбужденная проводимость наблюдается только при положительном потенциале поверхности относительно сигнальной пластины.

3. ОСОБЕННОСТИ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМИЧЕСКИ ИЗГОТОВЛЕННЫХ СЛОЕВ ОКИСИ АЛЮМИНИЯ

Особенностью слоев окиси алюминия, изготовленных описанным выше способом, является зависимость коэффициента вторичной эмиссии (квэ) σ от разности потенциалов, предварительно сообщенной слою. Измерение квэ производилось при развертке сфокусированного читающего луча по мишени. Ток луча составлял $(1—2)\cdot 10^{-7}$ *а* при диаметре пятна 0,2—0,3 *мм*. В цепь сигнальной пластины включалось нагрузочное сопротивление $R_н$ (рис. 1). Падение напряжения, возникающее при протекании тока, усиливалось и подавалось на пластины осциллографа, временна́я

развертка которого была синхронизована с частотой строк развертки луча по мишени. Включение прерывателя на входе усилителя позволяло измерять постоянный ток при помощи осциллографа. Для измерения токов с различных мест мишени применялась схема «выделения строки». На модулятор осциллографической трубки подавался импульс, отпирающий луч осциллографа только на время одной строки развертки. Импульс был синхронизован с кадровой частотой и мог перемещаться по кадру, выделяя строку в любом месте мишени. Применение в осцил-

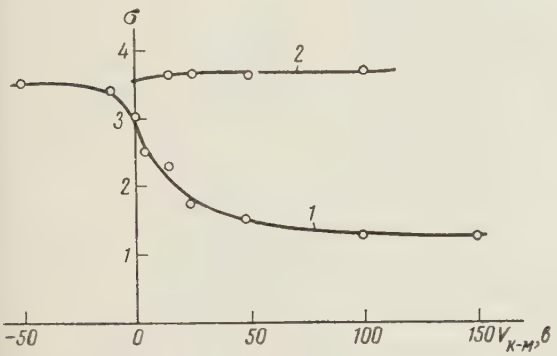


Рис. 4

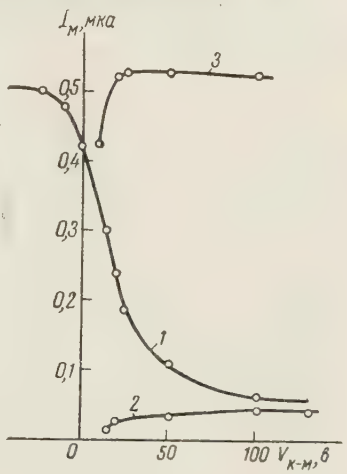


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость квэ σ от напряжения коллектор—мишень, при котором предварительно заряжался слой:

1 — квэ заряженной поверхности; *2* — квэ поверхности после возбуждения проводимости в слое. Отбирающее напряжение 400 *в*

Рис. 5. Зависимость тока мишени $I_м$ от $V_{к-м}$:

1 — при заданном на коллектор отбирающем напряжении 400 *в*; *2* — без заданного на коллектор отбирающего напряжения; *3* — ток с мишени после возбуждения проводимости в слое измерен без отбирающего напряжения на коллекторе

лографе трубки с послесвечением позволяло измерять токи при однократном пробегании луча.

Предварительная зарядка мишени производилась длительным облучением поверхности читающим лучом при заданном напряжении $V_{к-м}$. Для положительной зарядки поверхности на сигнальную пластину подавался отрицательный потенциал относительно коллектора. По окончании зарядки (при установлении некоторого неизменного тока в цепи сигнальной пластины) на коллектор подавалось отбирающее напряжение $V_{отб}$ и измерялся ток в цепи мишени $I_м$. Этот ток был равен $I_м = i_{вт} - i_{перв}$, откуда определялся квэ

$$\sigma = 1 + \frac{I_м}{i_{перв}} .$$

Коэффициент вторичной эмиссии, измеренный при больших значениях отбирающего напряжения (400 *в*), падает в 1,5 — 2,5 раза при наличии на поверхности слоя положительного потенциала относительно сигнальной пластины (см. рис. 4). Так как величина разности потенциалов на слое $V_д$ неизвестна, по оси абсцисс на рис. 4 отложена разность потенциалов $V_{к-м}$ коллектор — сигнальная пластина, которой, согласно рис. 3, пропорциональна разность потенциалов на слое.

Кривая зависимости тока в цепи мишени $I_м$ от $V_{к-м}$, измеренного при большом отбирающем напряжении, приведена на рис. 5 (кривая *1*). На рис. 5 кривой *2* представлена зависимость $I_м(V_{к-м})$ для случая, когда измерение производилось без специально поданного отбирающего

напряжения (измерялся ток в цепи мишени по окончании зарядки мишени до заданной разности потенциалов $V_{к-м}$). Как следует из сопоставления кривых *1* и *2*, отбирающее напряжение (400 *в*) способствует отбору вторичных электронов только при малых положительных потенциалах поверхности мишени относительно сигнальной пластины.

Описанная зависимость квэ σ от разности потенциалов на слое характерна как для конструкции мишени с поддерживающей сеткой на ее поверхности (см. рис. 6, *а*), так и при расположении сетки со стороны сигнальной пластины (рис. 6, *б*). Падение квэ можно объяснить, допуская существование в слое частиц металлического неокислившегося алюминия, имеющих контакт с сигнальной пластиной. В случае положительного потенциала диэлектрической поверхности поля этих металлических включений, образующих подобие отрицательно заряженной сетки на поверхности, оказывают запирающее действие на вылетающие из диэлектрика вторичные электроны. Запирание вторичных электронов в пределах ячейки такой запирающей сетки проявляется тем сильнее, чем больше разность потенциалов между поверхностью и сигнальной пластиной.

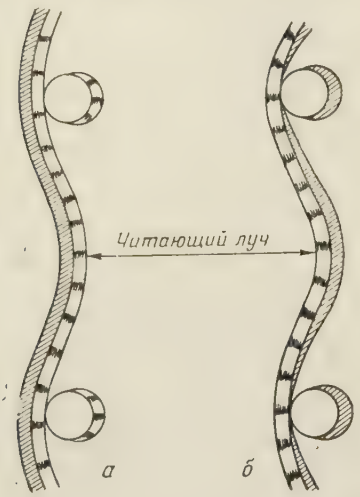


Рис. 6. Устройство мишени:

а — с поддерживающей сеткой на поверхности; *б* — с сеткой со стороны сигнальной пластины

Положительная зарядка диэлектрических мест мишени осуществляется благодаря провисанию поля коллектора в ячейки такой запирающей сетки. Наличие сетки в плоскости мишени очевидно затрудняет зарядку, однако можно предположить (например, на основании рис. 3), что в пределах изменения $V_{к-м}$ до 50—80 *в* разность потенциалов на слое изменяется пропорционально напряжению коллектор — мишень.

Запирание вторичных электронов ограничивает разность потенциалов, до которой может быть заряжен диэлектрический слой, благодаря чему с увеличением разности потенциалов не наблюдается ни пробоев, ни Молтер-эффекта. Это обстоятельство позволяет подавать большие отбирающие напряжения между коллектором и мишенью и, кроме того, обеспечивает наличие разности потенциалов между поверхностью заряженной мишени и коллектором, т. е. существование отбирающего напряжения по окончании зарядки (отсюда следует, что измерение токов с заряженной мишени без заданного на коллектор $V_{отб}$ в действительности происходит в условиях отбора вторичных электронов).

В местах записи под действием возбужденной проводимости понижается положительный потенциал диэлектрической поверхности, уменьшается запирающий эффект металлических частиц и вторичные электроны увлекаются на коллектор действием отбирающего поля. Ток вторичной эмиссии с места записи, измеренный при указанном на рис. 5 значении $V_{к-м}$ (без заданного на коллектор отбирающего напряжения), представлен кривой *3*. Сопоставление кривых *1*, *2*, *3* показывает, что разрядка диэлектрика при возбуждении проводимости приводит к резкому увеличению тока. Разность ординат кривых *2* и *3* определяет максимальную при данном $V_{к-м}$ величину полезного сигнала. Промежуточная величина сигнала характеризуется кривой *1* рис. 5.

При достаточной величине возбуждающего первичного тока и большом отбирающем напряжении коэффициент вторичной эмиссии с места, где была возбуждена проводимость, максимален для данной поверхности (кривая *2* рис. 4); очевидно это значение квэ является истинным значе-

нием коэффициента вторичной эмиссии слоя (все ранее измеренные значения квэ занижены из-за частичного запирания вторичных электронов, которое имеет место даже при нулевой разности потенциалов между мишенью и коллектором ($V_{к-м} = 0$) благодаря зарядке за счет собственных энергий вторичных электронов).

В случае так называемой отрицательной зарядки поверхности вторичные электроны, возвращаясь на поверхность мишени, должны заряжать ее отрицательно. Однако лежащие в плоскости мишени металлические

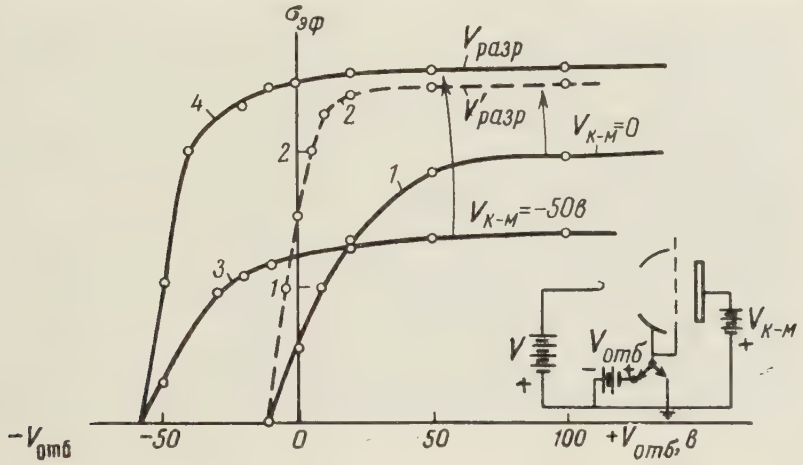


Рис. 7. Зависимость эффективного квэ $\sigma_{эф}$ от отбирающего напряжения $V_{отб}$:

1 — мишень предварительно заряжена при $V_{к-м} = 0$; *2* — после разрядки за счет возбужденной проводимости; *3* — мишень предварительно заряжена при $V_{к-м} = 50$ *в*; *4* — после разрядки

включения препятствуют такой зарядке; при появлении отрицательного потенциала на поверхности диэлектрика возникает отбирающее напряжение между этой поверхностью и металлическими частицами, в результате чего потенциал поверхности определяется потенциалом металлических включений. Возникающая при отрицательной зарядке диэлектрика разность потенциалов на слое незначительна, доказательством чего может служить отсутствие возбужденной проводимости в отрицательно заряженном слое.

Существование металлических включений в слое и их запирающее действие объясняет ряд других характеристик, например зависимость эффективного квэ $\sigma_{эф}$ от отбирающего напряжения $V_{отб}$ (см. рис. 7). Ход кривой $\sigma_{эф}(V_{отб})$ для слоя, предварительно облученного при $V_{к-м} = 0$ (кривая *1*), указывает на местное запирание вторичных электронов, которое уменьшается после возбуждения проводимости в слое (кривая *2*). В результате положительной зарядки, происходящей за счет облучения поверхности при отрицательном потенциале сигнальной пластины относительно коллектора, например при $V_{к-м} = 50$ *в*, кривая $\sigma_{эф}(V_{отб})$ смещается влево на величину $V_{к-м} = 50$ *в* (кривая *3*). Это указывает на присутствие в слое металлических включений, потенциал которых не изменяется в процессе зарядки. Величина $\sigma_{эф}$ в насыщении меньше, чем в случае $V_{к-м} = 0$. Разрядка такой поверхности за счет возбужденной проводимости (кривая *4*) приводит к резкому росту $\sigma_{эф}$ и более быстрому насыщению. Максимальные значения кривых *2* и *4* близки по величине, что свидетельствует о полной разрядке в обоих случаях.

Наличие металлических включений объясняет также противоречие между хорошими диэлектрическими свойствами слоя и кажущейся сквозной проводимостью, которая следует из хода кривой *2* рис. 5 (по оконча-

нии зарядки $I_м \neq 0$). Наконец, только металлическими включениями можно объяснить надежный контакт между сигнальной пластиной и поддерживающей сеткой в случае конструкции мишени с сеткой на поверхности (рис. 6, *а*).

Следует заметить, что в случае расположения поддерживающей сетки на поверхности мишени действие ее будет аналогичным влиянию металлических включений. Возможно также внутреннее запирание части вторичных электронов, объясняемое действием отрицательного объемного заряда в диэлектрике [10] и наблюдавшееся автором при облучении ряда диэлектриков (слюда, электролитически изготовленная окись алюминия, фтористый магний). Однако основную роль в этом эффекте очевидно играют металлические включения.

Таким образом, основной особенностью применяемого слоя окиси алюминия является наличие запирающих элементов в плоскости мишени, вызывающих эффект местного запирания вторичных электронов (копланарный эффект металлических включений), который приводит к ограничению разности потенциалов на слое диэлектрика и позволяет устанавливать высокие отбирающие напряжения между коллектором и мишенью.

4. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПОТЕНЦИАЛОСКОПА И ЕГО ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Особые свойства мишени из окиси алюминия определяют особенности рабочего режима трубки и позволяют устранить принципиальную причину появления больших сигналов фона — пространственный электронный заряд в объеме трубки перед мишенью.

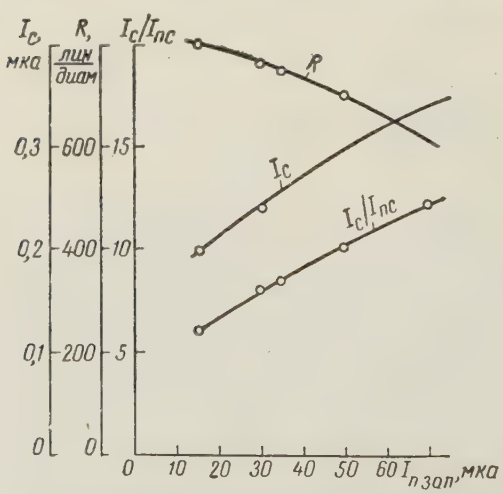


Рис. 8. Характеристики потенциалоскопа: ток сигнала I_c, $I_c/I_{пс}$ ($I_{пс}$ — паразитные мелкие сигналы фона) и разрешающая способность R в зависимости от тока луча записи

Мишень из окиси алюминия с металлическими запирающими включениями обеспечивает запирание вторичных электронов в пределах запирающего элемента, что приводит к сосредоточению объемного заряда в каждой микроскопической ячейке, образованной этими элементами, т. е. к равномерному распределению его по поверхности в непосредственной близости от нее, тем самым устраняя основную причину больших сигналов фона. Ограничение разности потенциалов на слое диэлектрика позволяет устанавливать в рабочем режиме большие отбирающие напряжения между коллектором и мишенью (порядка 150—200 *в*), которые обеспечивают отбор вторичных электронов с металлических включений (постоянная составляющая сигнала фона) и с мест, разряженных за счет возбужденной проводимости (мест записи), способствуя увеличению сигнала.

Читающую часть трубки можно рассматривать как триодную систему с неизменным напряжением между анодом (коллектором) и управляющей сеткой (металлическими включениями) и изменяющимся в зависимости от входного сигнала потенциалом катода (диэлектрической поверхности). Величина полезного сигнала определяется степенью запирания вторичных электронов, благодаря чему обеспечивается получение полутоновых сигналов во всем диапазоне изменения потенциального рельефа.

Введение коллекторной сетки перед мишенью увеличивает градиент поля у мишени, что также приводит к увеличению полезного сигнала (благодаря провисанию поля возрастает разность потенциалов на слое диэлектрика, т. е. ток возбужденной проводимости), а также несколько улучшает фон изображения.

Описанные слои несмотря на малую толщину отличаются большой механической прочностью и устойчивостью под электронным облучением;

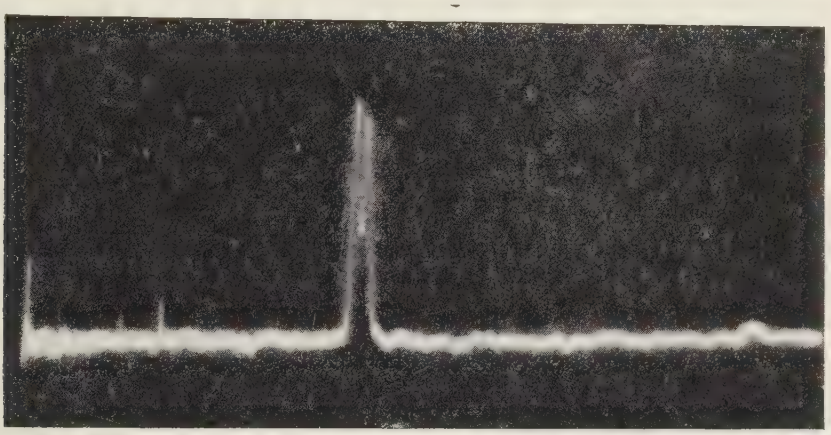


Рис. 9. Осциллограмма тока сигнала и тока фона

это позволяет увеличить размер мишени, т. е. выиграть в разрешающей способности трубки.

Основные характеристики потенциалоскопа: величина полезного сигнала I_c, отношение I_c к величине паразитных сигналов (мелкоструктурных дефектов фона) $I_{пс}$, разрешающая способность трубки R, определяемая при 15%-ной глубине модуляции, приведены на рис. 8.

Разрешающая способность трубки составляет $R = 700—800$ *телевизионных строк/диаметр* при $I_c/I_{пс} = 6—10$ и $R = 500$ *телевизионных строк/диаметр* при $I_c/I_{пс} = 10—15$. Время наблюдения записанного изображения изменяется в пределах $T = 16—480$ *сек* в зависимости от величины тока чтения.

Скорость записи достигает 1000 *м/сек* (приведенные характеристики измерены при скорости 150 *м/сек*).

Картина сигналов фона и полезного сигнала для случая записи ($R = 600$ *строк/диаметр*) приведена на рис. 9. Сигналы фона возникают только в результате технологических дефектов мишени.

Пользуюсь случаем выразить глубокую признательность И. Ф. Песьяцкому за большое внимание к работе и ценные советы и указания, а также Н. И. Полончуку и В. П. Прусову за разработку и осуществление измерительной аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. С. Голованевский, И. Ф. Песьяцкий, Н. И. Полончук, Отчет № 1 НИИ МПСС, 1944.
2. И. Ф. Песьяцкий и др., Отчет № 7 НИИ МПСС, 1944.
3. И. Ф. Песьяцкий, Отчет № 89 НИИ МПСС, 1947.
4. Авторск. свидетельство № 70172 по классу 21А 32/54 с приоритетом от 15 I 1947г.
5. K. G. Mc-Kay, Phys. Rev., 1948, **74**, 11, 1606.
6. L. Pensak, RCA Rev., 1949, **10**, 2, 59.
7. W. T. Dwall a. oth., RCA Rev., 1952, **13**, 4, 546.
8. A. H. Benner, L. M. Seeberger, RCA Rev., 1951, **12**, 2, 230.
9. C. H. Dufour, Onde électr., 1956, **36**, 335, 815.
10. H. Hintenberger, Z. Phys., 1939, **114**, H. 1—2, 98.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 10

К ВОПРОСУ О ЗАРЯДНОМ ПЯТНЕ, ВОЗНИКАЮЩЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ*

Л. А. Серебров, С. А. Фридрихов

Получены аналитические выражения для потенциала и напряженности электрического поля положительного неоднородного зарядного пятна гауссовой формы, возникающего на диэлектрике за счет вторичной электронной эмиссии при наличии близлежащего плоского коллектора (барьерной сетки). Произведено моделирование поля положительного неоднородного зарядного пятна в электролитической ванне.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о кинетике образования и потенциале зарядного пятна на диэлектрике возникает при некоторых физических исследованиях и решении ряда прикладных задач.

Основные свойства малого зарядного пятна, определяющие особенности зарядки диэлектрика электронным пучком, рассмотрены в [1—5]. Эти работы имеют важное значение для правильного понимания физических процессов в приборах, принцип действия которых основан на использовании вторичной электронной эмиссии диэлектриков.

Однако, несмотря на проделанную работу по теоретическому и экспериментальному изучению малого зарядного пятна, некоторые вопросы, связанные со свойствами этого пятна, нуждаются в дальнейшем рассмотрении и уточнении. Последнее в особенности относится к имеющему практическое значение случаю, когда зарядное пятно является неоднородным, а расстояние мишень — коллектор соизмеримо с диаметром этого пятна.

В настоящей статье приведены некоторые результаты исследования электрического поля малого неоднородного положительного зарядного пятна на диэлектрике при наличии близлежащего плоского коллектора, полученные посредством а) вычисления (двумя методами) поля неоднородного положительного зарядного пятна; б) моделирования поля такого пятна в электролитической ванне.

1. РАСЧЕТ ПОЛЯ НЕОДНОРОДНОГО ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДНОГО ПЯТНА НА ДИЭЛЕКТРИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ БЛИЗЛЕЖАЩЕГО ПЛОСКОГО КОЛЛЕКТОРА

Произведем вычисление электрического поля неоднородного положительного зарядного пятна ограниченных размеров, созданного на поверхности диэлектрической мишени (рис. 1). При этом допустим, что а) коллектор можно рассматривать как плоский эквипотенциальный электрод; б) поверхностная плотность свободного заряда на диэлектрике распределена вдоль диаметра зарядного пятна в соответствии с кривой Гаусса; в) размеры мишени и коллектора значительно превышают диаметр зарядного пятна.

---

* Основные положения работы доложены на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

Сформулированные выше условия имеют место при работе ряда электронно-лучевых приборов. В то же время эти допущения позволяют значительно упростить решение рассматриваемой задачи.

А. **Вычисление поля неоднородного зарядного пятна методом многократных электрических изображений.** Используя метод многократных электрических изображений [6], можно получить следующее выражение для нормальной составляющей напряженности электрического поля зарядного пятна:

$$E_{\text{пн}} = 4\pi\eta_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} F(a_n), \qquad (1)$$

где η_0 — плотность свободного заряда в центре зарядного пятна; $F(a_n)$ — функция *, которая может быть представлена в виде

$$F(a_n) = \frac{a_n\sqrt{\pi}}{2} e^{a_n^2}[1 - \Phi(a_n)],$$

$$\Phi(a_n) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{a_n} e^{-x^2} dx.$$

В приведенных выражениях коэффициенты a_n равны

$$a_1 = \frac{2l}{r_э}, \qquad a_2 = \frac{2d}{r_э}, \qquad a_3 = a_4 = \frac{2(l+d)}{r_э},$$

$$a_7 = a_8 = \frac{4(l+d)}{r_э} = 2a_3 \text{ и т. д.},$$

$$a_5 = \frac{2(2l+d)}{r_э}, \qquad a_9 = \frac{2(3l+2d)}{r_э} \text{ и т. д.}, \qquad a_6 = \frac{2(l+2d)}{r_э},$$

$$a_{10} = \frac{2(2l+3d)}{r_э} \text{ и т. д.}$$

В этих выражениях l — толщина диэлектрика; d — расстояние между внешней поверхностью диэлектрика и коллектором; $r_э$ — эффективный радиус зарядного пятна, соответствующий (по аналогии с электронными пучками) такому расстоянию от центра пятна, при котором плотность свободного заряда на диэлектрике падает в e раз.

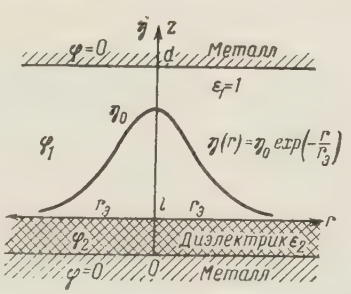


Рис. 1. К вычислению поля неоднородного положительного зарядного пятна

Зная величину нормальной составляющей напряженности поля зарядного пятна $E_{\text{пн}}$, нетрудно вычислить время сохранения условия полного отбора вторичного тока**, а также заряд, накапливаемый на диэлектрике за это время при условии, что за счет внешнего источника между поверхностью мишени и коллектором создано тянущее электрическое поле. При этом, в отличие от показанного на рис. 1 случая, электрическое поле в пространстве между мишенью и коллектором является результатом суперпозиции неоднородного поля зарядного пятна и однородного поля коллектора, напряженность которого $E_к$ определяется соотношением

$$E_к = \frac{\varphi_к}{d + \frac{l}{\varepsilon}}, \qquad (2)$$

---

* Аналогичное выражение для функции $F(a)$ получено в работе [3].

** Об условии полного отбора вторично-эмиссионного тока с мишени на коллектор при зарядке диэлектрика электронным пучком см. [3—5].

где $\varphi_к$ — потенциал коллектора относительно подложки мишени (сигнальной пластины); ε — диэлектрическая постоянная мишени.

Известно, что при полном отборе вторично-эмиссионного тока на коллектор плотность свободного заряда, накапливаемого на диэлектрической мишени, прямо пропорциональна времени бомбардировки. При этом максимальное значение плотности свободного заряда в центре пятна $\eta_{0\text{макс}}$, достигаемое к моменту нарушения условия полного отбора вторичного тока, равно

$$\eta_{0\,\text{макс}} = \frac{i_л(\sigma - 1)\tau}{\pi r_э^2}, \tag{3}$$

где $i_л$ — ток луча; σ — коэффициент вторичной электронной эмиссии диэлектрика; τ — время выполнения условия полного отбора вторично-эмиссионного тока на коллектор.

В момент времени $t = \tau$ нормальная составляющая напряженности суммарного электрического поля над центром зарядного пятна равна нулю. Поэтому, приравнивая приведенные выше значения составляющих этого поля $E_{пн}$ и $E_к$, а также используя (3), можно получить следующее выражение для времени сохранения условия полного отбора вторичного тока при бомбардировке диэлектрика электронным пучком:

$$\tau = \frac{\varepsilon r_э^2 \varphi_к}{4 i_л (\sigma - 1)\left(d + \frac{l}{\varepsilon}\right)\left[\sum\limits_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} F(a_n)\right]}. \tag{4}$$

Заметим, что, взяв два первых члена ряда, стоящего в (1) или в знаменателе (4), можно получить соотношения, выведенные в [3] без учета влияния заряда, индуцированного зарядным пятном на сетке — коллекторе.

В выражения (1) и (4) входят только заранее известные или поддающиеся измерению величины $\varphi_к$, $i_л$, σ, ε, l, d и $r_э$. Вместе с тем необходимо отметить, что эти выражения не являются строгими, поскольку при получении их влияние связанного заряда, возникающего при поляризации диэлектрика, учтено неточно. Так, например, при выводе (4) предполагалось, что плотность истинного заряда $\eta_{0\,\text{ист}}$ равна η_0/ε. Произвести строгий учет этого фактора при использовании метода многократных электрических изображений затруднительно. Более строгое решение рассматриваемой задачи может быть получено в случае применения метода, основанного на интегрировании уравнения Лапласа.

Б. Вычисление поля неоднородного зарядного пятна посредством интегрирования уравнения Лапласа. Уравнения Лапласа, составленные для первой и второй сред ($\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_2 > 1$) рис. 1 в системе симметричных цилиндрических координат, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \varphi_1}{\partial r}\right) = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \varphi_2}{\partial r}\right) = 0, \tag{6}$$

где φ, r и z — соответственно потенциал и координаты некоторой точки в рассматриваемой области. При этом граничные условия следует записать следующим образом:

$$\varphi_1|_{z=l+d} = \varphi_2|_{z=0} = 0,\ \varphi_1|_{r>R} = \varphi_2|_{r>R} = 0, \tag{7}$$

где R — постоянная величина, в рассматриваемом случае (зарядное пятно гауссовой формы) равная приблизительно $2r_э$;

$$0 \leqslant \varphi_1|_{r=0} \leqslant \varphi_к,\ 0 \leqslant \varphi_2|_{r=0} \leqslant \varphi_к \tag{8}$$

и

$$\left(\varepsilon \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} - \frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\right)_{z=l} = 4\pi\eta'(r), \tag{9}$$

причем по условиям задачи

$$\eta(r) = \eta_0 \exp\left(-\frac{r}{r_э}\right)^2.$$

Можно показать, что после ряда преобразований уравнения (5) и (6) приводятся к виду

$$\frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial z^2} - \lambda^2 \bar{\varphi} = 0, \tag{10}$$

где

$$\bar{\varphi} = \int_0^\infty r J_0(\lambda r)\, \varphi(z, r)\, dr \quad (0 < \lambda < \infty).$$

В последнем выражении $J_0(\lambda r)$ — функция Бесселя первого рода. Решения преобразованных уравнений (5) и (6) необходимо искать соответственно в следующем виде:

$$\bar{\varphi}_1 = M \operatorname{sh} \lambda z + N \operatorname{ch} \lambda z, \tag{11}$$

$$\bar{\varphi}_2 = P \operatorname{sh} \lambda z + S \operatorname{ch} \lambda z, \tag{12}$$

где M, N, P и S — постоянные, определяемые из граничных условий (7) и (9).

Определив эти постоянные и применяя формулу обращения интегрального разложения Ханкеля, можно получить выражение для потенциала в любой точке вакуумого зазора

$$\varphi_1(z, r) = 2\pi\eta_0 r_э \int_0^\infty J_0(k\omega)\, e^{-\frac{k^2}{4}} \left[\operatorname{ch} k\nu - \frac{\operatorname{sh} k\nu}{\operatorname{th} k(\xi + \mu)}\right] F(k, \xi, \mu, \varepsilon)\, dk, \tag{13}$$

где

$$F(k, \xi, \mu, \varepsilon) = \frac{1}{\left[\varepsilon \frac{\operatorname{ch} k\xi}{\operatorname{th} k\xi} - (\varepsilon - 1) \frac{\operatorname{ch} k\xi}{\operatorname{th} k(\xi + \mu)} - \operatorname{sh} k\xi\right]};$$

$$\lambda = \frac{k}{r_э}, \quad \omega = \frac{r}{r_э}, \quad \nu = \frac{z}{r_э}, \quad \xi = \frac{l}{r_э}, \quad \mu = \frac{d}{r_э}.$$

Переход от параметра λ к параметру $k = \lambda r_э$ вытекает из физического смысла рассматриваемых зависимостей. На основании (13) нетрудно получить ряд соотношений, характеризующих распределение потенциала и поля положительного неоднородного зарядного пятна. Например, выражение для нормальной составляющей напряженности поля этого пятна над центром пятна запишется так

$$E_{1н}(l, 0) = 2\pi\eta_0 r_э \int_0^\infty k e^{-\frac{k^2}{4}} G_1(k, \xi, \mu)\, F(k, \xi, \mu, \varepsilon)\, dk, \tag{14}$$

где

$$G_1(k, \xi, \mu) = \frac{\operatorname{ch} k\xi}{\operatorname{th} k(\xi + \mu)} - \operatorname{sh} k\xi.$$

Как в рассмотренном выше случае допустим, что в пространстве между мишенью и коллектором за счет приложенного извне напряжения $\varphi_к$ создано тянущее электрическое поле. При этом аналогичное (4) соотно-

шение может быть представлено в виде

$$\tau = \frac{\varphi_к r_э^2}{2i_л(\sigma - 1)\left(d + \frac{l}{\varepsilon}\right)\int\limits_0^\infty ke^{-\frac{k^2}{4}} G_1(k, \xi, \mu) F(k, \xi, \mu, \varepsilon)\, dk}, \qquad (15)$$

а потенциал, достигаемый центром зарядного пятна к моменту τ нарушения условия полного отбора вторично-эмиссионного тока на коллектор *, равен

$$\varphi_1(l, 0)_\tau = \frac{\varphi_к}{d + \frac{l}{\varepsilon}} \frac{\int\limits_0^\infty e^{-\frac{k^2}{4}} G_2(k, \xi, \mu) F(k, \xi, \mu, \varepsilon)\, dk}{\int\limits_0^\infty ke^{-\frac{k^2}{4}} G_1(k, \xi, \mu) F(k, \xi, \mu, \varepsilon)\, dk}, \qquad (16)$$

где

$$G_2 = \operatorname{ch} k\xi - \frac{\operatorname{sh} k\xi}{\operatorname{th} k(\xi + \mu)}.$$

Приведенные выше соотношения позволяют вычислять численными методами потенциал и напряженность поля положительного зарядного пятна гауссовой формы. Вычисления потенциала в центре зарядного пятна $\varphi_1(l, 0)$, выполненные при помощи (13), показали, что при использовании для вычисления φ_1 приближенного выражения

$$\varphi_1(l, 0) = 4\pi \frac{\eta_0}{\varepsilon} l \qquad (17)$$

может быть допущена значительная ошибка, поскольку выражение (17) не учитывает заряда, наведенного на коллекторе, и приближенно учитывает поляризацию диэлектрика. В частности, произведенный расчет при $\varepsilon = 7$, $r_э = 0{,}25$ *мм*, $l = 0{,}05$ *мм* и $d = 0{,}1$ *мм* показывает, что разница в величине $\varphi_1(l, 0)$, вычисленной при помощи (13) и (17), составляет около 40%.

В заключение отметим, что если в граничных условиях (7) и (9) положить $R = r_э$ и $\eta(r) = \text{const}$ при $r \leqslant r_э$, то нетрудно получить выражения, аналогичные (14) — (16) для случая положительного однородного зарядного пятна.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОЙ ВАННЫ ПОЛЯ НЕОДНОРОДНОГО ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДНОГО ПЯТНА НА ДИЭЛЕКТРИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ БЛИЗЛЕЖАЩЕГО ПЛОСКОГО КОЛЛЕКТОРА

Метод электролитической ванны, как известно, не позволяет промоделировать заряд, распределенный по поверхности диэлектрика, и учесть поляризацию диэлектрика, что серьезно затрудняет применение этого метода для исследования резко очерченных (однородных или близких к ним по конфигурации) зарядных пятен. Однако решение задачи по исследованию зарядного пятна методом электролитической ванны несколько упрощается, если распределение поверхностной плотности свободного заряда на диэлектрике описывается плавной кривой.

Для того чтобы рассмотреть это положение более подробно, обратимся к рис. 2, на котором показано распределение плотности тока по сечению электронного пучка, а также распределение потенциала ** вдоль диаметра

* Условимся в дальнейшем называть такой потенциал критическим.

** Потенциальный профиль зарядного пятна получен способом, при котором нулевой импульсный метод [7] сочетался с развертыванием зондирующего пучка по мишени.

арядного пятна. Приведенные на рис. 2 кривые соответствуют случаю акопления заряда на диэлектрике при полном отборе вторичного тока на оллектор, когда распределение поверхностной плотности заряда на ми-

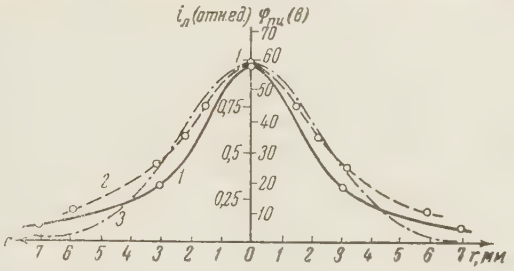


Рис. 2. Распределение плотности тока (*1*) по сечению электронного пучка с $r_э \simeq 3$ *мм*, создающего зарядное пятно на диэлектрике, и потенциальный профиль (*2*) этого пятна. Для сравнения на рисунке показана кривая Гаусса (*3*)

ении допустимо считать идентичным распределению плотности тока по се-ению пучка. Из рис. 2 следует, что если распределение поверхностной лотности заряда на мишени приблизительно описывается функцией

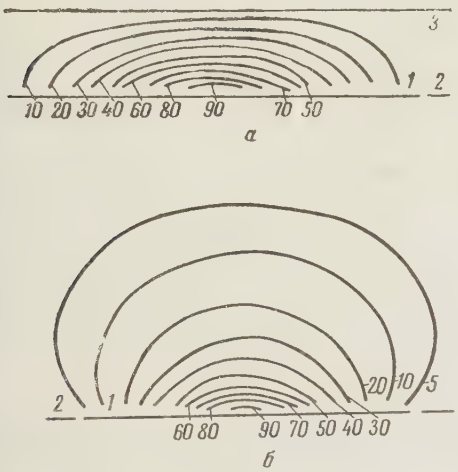


Рис. 3. Распределение потенциала, создаваемого положительным неоднородным зарядным пятном, при различных расстояниях мишень—коллектор:

а — $d/r_э \simeq 0{,}7$: *1* — зарядное пятно, *2* — мишень, *3* — коллектор; *б* — $d/r_э \simeq 2{,}9$: *1* — зарядное пятно, *2* — мишень. Цифры у линий показывают значения потенциалов (в %) относительно потенциала центра зарядного пятна

аусса, то и распределение потенциала вдоль диаметра зарядного пятна первом приближении может быть аппроксимировано функцией такого же ипа. Точное распределение потенциала для случая, когда распределение вободного заряда на диэлектрике описывается функцией Гаусса, можно олучить, используя выражение (13).

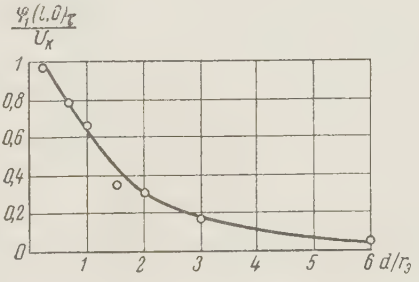


Рис. 4. Зависимость критического потенциала центра неоднородного положительного зарядного пятна от отношения расстояния мишень—коллектор к эффективному радиусу зарядного пятна

Приведенные ниже результаты получены в предположении, что распределение потенциала по поверхности мишени в пределах зарядного ятна соответствует кривой Гаусса.

Распределение потенциала в области над зарядным пятном при различных отношениях расстояния мишень—коллектор d к эффективному радиусу зарядного пятна $r_э$ показано на рис. 3. Из этого рисунка видно, что

при уменьшении отношения $d/r_э$ распределение потенциала становится более равномерным.

На рис. 4 приведена зависимость критического потенциала центра положительного неоднородного зарядного пятна $\varphi_1(l, 0)_-$ от отношения $d/r_э$. Из этой кривой следует, что к моменту нарушения условия полного отбора вторично-эмиссионного тока потенциал центра рассматриваемого пятна может достигнуть значения, близкого к потенциалу коллектора лишь при отношении $d/r_э \simeq 0{,}4$.

Необходимо подчеркнуть, что это условие получено без учета таких факторов, как вторичная электронная эмиссия с сетки — коллектора, пространственный заряд, создаваемый медленными вторичными электронами в области над зарядным пятном, электростатическое падение напряжения на диэлектрике и поляризация диэлектрика поверхностным зарядом. Кривая зависимости критического потенциала зарядного пятна от отношения $d/r_э$ с учетом двух последних факторов может быть вычислена при помощи выражения (16).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы можно кратко сформулировать следующим образом.

1. Выполнен расчет поля положительного неоднородного зарядного пятна на диэлектрике при наличии близлежащего плоского коллектора. Получены выражения, позволяющие вычислять потенциал и напряженность поля пятна.

2. Произведено моделирование поля неоднородного положительного зарядного пятна при помощи электролитической ванны. Получены данные, характеризующие зависимость критического потенциала зарядного пятна от расстояния мишень—коллектор. Показано, что для выполнения так называемого условия сильного поля коллектора, в случае которого влияние поля пятна на процесс образования этого пятна становится несущественным, эффективный диаметр зарядного пятна должен превышать величину расстояния мишень—коллектор не менее чем в пять раз.

В заключение авторы благодарят за внимание к работе и ряд ценных советов А. Р. Шульмана и Ю. В. Вандакурова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Яснопольский, Тр. ИАТ АН СССР, 1952, 2, 70.
2. M. Barbier, Ann. radioélectr., 1955, **10**, 40.
3. В. Я. Упатов, Радиотехника и электроника, 1957, **2**, 2, 193.
4. И. Р. Закирова, С. А. Фридрихов, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, **22**, 546.
5. М. Н. Карнаухова, В. Я. Упатов, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 3, 521.
6. O. D. Kellog, Foundations of potential theory, 1929, Berlin.
7. В. Я. Упатов, Радиотехника и электроника, 1957, **2**, 2, 184.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ДЛЯ γ-ЛУЧЕЙ*

П. В. Тимофеев, В. В. Сорокина

Описываются электронно-оптические преобразователи для γ-лучей, применяющиеся в дефектоскопии и медицине, и рассматриваются конструкция и свойства катодов этих преобразователей.

ВВЕДЕНИЕ

Применение электронно-оптических преобразователей для наблюдения изображений в γ-лучах открывает широкие перспективы для усовершенствования методов дефектоскопии и рентгеновского анализа в медицине. Так как эти преобразователи позволяют при хорошей разрешающей силе изображения значительно повысить его яркость, по сравнению с яркостью изображений на обычных рентгеновских экранах. Вследствие повышения яркости рентгеновского изображения удается во много раз снизить мощность рентгеновского излучения, необходимую для наблюдения этого изображения, что имеет особенно большое значение в медицине.

В настоящее время создан ряд конструкций электронно-оптических преобразователей для γ-лучей [1]. В отличие от существующих преобразователей для γ-лучей рассматриваемые здесь преобразователи имеют только два электрода.

1. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Схематический вид электронно-оптического преобразователя для наблюдения в γ-лучах приведен на рис. 1. Этот преобразователь имеет два электрода, расположенных в стеклянной колбе. Катод *1*, имеющий сферическую форму, прикрепляется к металлическому кольцу, приваренному к основанию колбы. Основание этого катода изготовляется из алюминиевой фольги толщиной 0,1 *мм*. Поверхность алюминиевой фольги, обращенная к анодному цилиндру *2*, покрывается слоем люминофора *3* толщиной около 0,4 *мм*. На слои люминофора наносится сурьмяно-цезиевый фотокатод *4*. Стенки колбы, прилегающие к фотокатоду, покрываются проводящим слоем *5*, который соединяется с катодом. Люминесцентный экран *6*, служащий для визуального наблюдения изображения, помещается внутри анодного цилиндра, который укрепляется на ножке *7*. Обращенная к катоду поверхность люминесцентного экрана покрывается тонкой пленкой алюминия. Катод, соединенный с прилегающим к нему

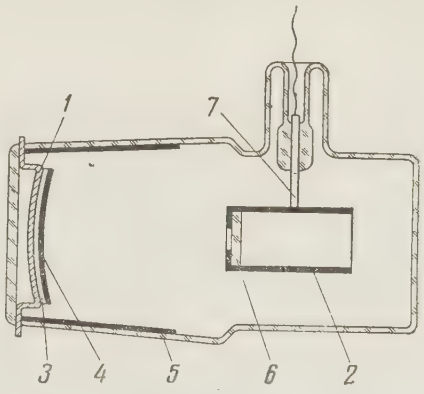


Рис. 1. Схематический вид электронно-оптического преобразователя

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, сентябрь 1959 г.

проводящим слоем на внутренней поверхности колбы, служит одним электродом электростатической линзы, фокусирующей электронные потоки, выходящие с поверхности катода при облучении его γ-лучами; анодный цилиндр является вторым ее электродом.

Размеры и расположение электродов были подобраны так, чтобы эквипотенциальные поверхности электростатического поля, фокусирующего электронные потоки в данном электронно-оптическом преобразователе, имели форму, приближающуюся к гиперболоидам вращения. Такая форма поля, как было нами показано [2—3], является оптимальной для фокусировки электронных потоков. Рассмотрим электронно-оптическую систему (рис. 2), состоящую из фотокатода K, излучающего фотоэлектроны, и люминесцентного экрана $Э$, светящегося под ударами электронов, и предположим, что в пространстве между K и $Э$ распределение потенциала определяется выражением $u = 2z^2 - r^2 + 2pz$. Это выражение для потенциала удовлетворяет уравнению Лапласа, и в этом случае эквипотенциальные поверхности имеют форму гиперболоидов вращения.

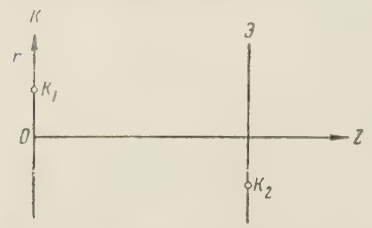


Рис. 2. Схема электронно-оптической системы

При данном распределении потенциала на электроны, движущиеся в пространстве $K - Э$, в направлении r будет действовать сила $f = -du/dr = cr$, пропорциональная r, а следовательно, электроны в направлении r будут совершать гармонические колебания. Известно, что гармоническое колебание является таутохронным движением, при котором электроны, вышедшие из какой-либо точки K_1, через половину периода колебаний вновь соберутся в одной точке K_2, какие бы они начальные скорости в направлении оси r ни имели. Отсюда видно, что только при гиперболической форме эквипотенциальных поверхностей можно осуществить электростатическую фокусировку электронов. Можно показать, что если в электростатических линзах для фокусировки электронов будут использоваться только участки поля, где $z \ll p$, т. е. где гиперболоиды вращения приближаются к параболоидам вращения, то эти линзы будут давать изображение лучшего качества.

2. КОНСТРУКЦИЯ И СВОЙСТВА КАТОДОВ

Основанием катода, как было указано выше, служит алюминиевая фольга. Применение алюминия в данном случае оказалось наиболее эффективным вследствие того, что алюминий по сравнению с другими металлами обладает наибольшей прозрачностью для γ-лучей и к его поверхности можно достаточно прочно, при помощи лака, состоящего из соединения кремния, прикреплять толстые слои люминофора. Толщина слоя люминофора (при которой под действием рентгеновского излучения, возникающего в рентгеновских трубках при напряжениях на их электродах от 40 до 100 *кв*, получается максимальная яркость свечения обращенной к фотокатоду поверхности) должна быть около 0,4 *мм*. При такой толщине люминесцентного слоя на одном квадратном сантиметре поверхности находится приблизительно 50 *мг* люминофора. Разрешающая сила изображения в электронно-оптическом преобразователе с увеличением толщины слоя люминофора уменьшается. При толщине слоя люминофора 0,4 *мм* разрешающая сила электронно-оптических преобразователей не превышает 5 *штрихов/мм*. Для повышения разрешающей силы электронно-оптических преобразователей приходится уменьшать толщину слоя люминофора, а следовательно, уменьшать и яркость его свечения.

Разрешающая сила электронно-оптического преобразователя зависит также от степени шероховатости поверхности люминофора, на которую наносится фотокатод. Исследование влияния степени шероховатости

поверхности слоя люминофора на разрешающую силу электронно-оптического преобразователя показало, что при значениях разрешающей силы, не превышающих 10 *штрихов/мм*, с шероховатыми поверхностями, имеющими глубину впадин порядка 20 *мк*, и с зеркальными поверхностями, образующимися при покрытии поверхности люминофора слоем лака, в электронно-оптических преобразователях получаются практически одинаковые разрешающие силы.

Это объясняется, по всей вероятности, тем, что при нанесении фотокатода поверхность люминофора, покрывающаяся слоем сурьмы, становится более гладкой и, кроме того, гиперболическое поле, фокусирующее электронные потоки, также устраняет влияние этого недостатка поверхности катода на фокусировку электронов, так как действие шероховатости поверхности эквивалентно увеличению составляющих начальных скоростей электронов в направлении касательной к катоду. В данных условиях наибольшая эмиссия с сурьмяно-цезиевого фотокатода получается в том случае, когда люминесцентный слой изготовляется из сульфид-селенидного люминофора, спектральная характеристика излучения которого близка к спектральной характеристике сурьмяно-цезиевого фотокатода. Из выпускаемых нашей промышленностью люминофоров наиболее эффективным оказался люминофор К-11.

Несмотря на значительно большую интегральную чувствительность мультищелочных фотокатодов по сравнению с сурьмяно-цезиевыми, комбинации их с различными существующими люминофорами синего свечения оказались менее эффективными по сравнению с комбинацией сурьмяно-цезиевого фотокатода с люминофором К-11.

Изготовление сурьмяно-цезиевого фотокатода на поверхности люминофора производится обычным способом. При этом толщина слоя сурьмы определяется количеством сурьмы, которое закладывается в испаритель, служащий для напыления сурьмы на поверхность люминофора. Чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода в электронно-оптическом преобразователе можно определить по величине фототока, возникающего в нем при облучении его катода определенным потоком рентгеновских лучей, если знать величину светового потока, излучаемую при этом облучении слоем люминофора, на котором расположен сурьмяно-цезиевый фотокатод. Определение светового потока, излучаемого слоем люминофора при данном потоке рентгеновских лучей, производилось при помощи сурьмяно-цезиевого фотоэлемента с известной чувствительностью до постановки основания катода с нанесенным на него слоем люминофора в электронно-оптический преобразователь. Для определения величины светового потока, излучаемого слоем люминофора, применялись фотоэлементы, у которых прозрачный сурьмяно-цезиевый фотокатод был нанесен на сферическую поверхность стеклянной колбы фотоэлемента. Размеры этой поверхности совпадали с размерами сферической поверхности алюминиевого основания катода, которое покрывалось слоем люминофора, а следовательно, при измерении чувствительности данные поверхности могли быть приведены в соприкосновение.

Измерив таким образом при заданном потоке γ-лучей световой поток, излучаемый слоем люминофора, на котором расположен сурьмяно-цезиевый фотокатод, можно приблизительно определить чувствительность сурьмяно-цезиевых фотокатодов в данных электронно-оптических преобразователях. Определенные таким методом чувствительности сурьмяно-цезиевых катодов, расположенных на поверхности люминофора, имели величины, близкие к величинам чувствительности прозрачных сурьмяно-цезиевых катодов, расположенных на поверхности стекла.

При длительной работе электронно-оптических преобразователей сурьмяно-цезиевые катоды в них не изменяют своей чувствительности. Это объясняется, по всей вероятности, тем, что рентгеновское излучение в прозрачных сурьмяно-цезиевых катодах мало поглощается. Подтвержде-

нием этому может служить тот факт, что при достаточно мощном рентгеновском облучении прозрачного сурьмяно-цезиевого катода фототок с его поверхности в 1 $см^2$ порядка 10^{-11} *а*.

В настоящее время нельзя утверждать, что рассмотренная комбинация сульфид-селенидного люминофора и сурьмяно-цезиевого фотокатода является оптимальной по величине квантового выхода электронов для рентгеновского излучения.

Увеличение квантового выхода для рентгеновского излучения комбинации «люминофор — фотокатод» имеет принципиальное и особенно большое практическое значение. Только увеличением квантового выхода этой комбинации можно уменьшить мощность рентгеновского излучения, необходимую для наблюдения различных объектов. Особенно большие перспективы здесь открываются для использования фотокатодов, чувствительных к ультрафиолетовому свету, для которых, по всей вероятности, можно получить большой квантовый выход.

Рис. 3. Фотография электронно-оптического преобразователя с диаметром катода 30 *мм*

3. ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ γ-ЛУЧЕЙ

Фотографии построенных двух типов электронно-оптических преобразователей приведены на рис. 3 и 4. У первого типа преобразователей рабочий диаметр катода 30 *мм*, электронно-оптическое уменьшение 6 и рабочее напряжение 16—18 *кв*. Разрешающая сила у этих преобразователей достигает 5 *штрихов/мм* и яркость изображения на их экранах в 400— 500 раз больше, чем на обычных рентгеновских экранах.

Второй тип преобразователя имеет рабочий диаметр катода 100 *мм*, электронно-оптическое уменьшение около 9 и рабочее напряжение 22—25 *кв*. Разрешающая сила этого преобразователя достигает 3 *штрихов/мм*.

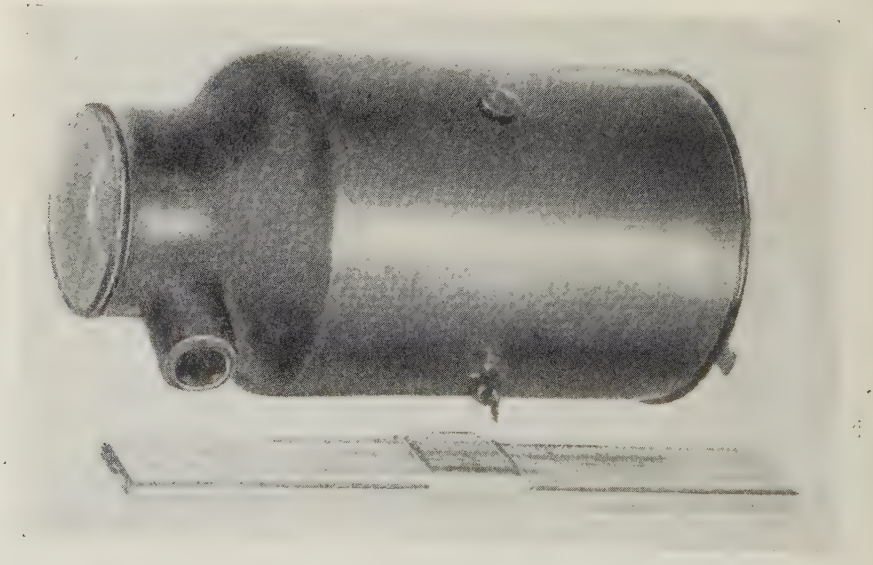


Рис. 4. Фотография электронно-оптического преобразователя с диаметром катода 100 *мм*

и он усиливает яркость изображения в 1000 — 15 000 раз. Усиление яркости изображения в данных преобразователях получается, во-первых, вследствие уменьшения изображения, наблюдаемого на люминесцентном экране в анодном цилиндре, по сравнению с изображением, возникающим на катоде, и, во-вторых, вследствие электронно-оптического преобразования, заключающегося в превращении рентгеновского изображения на катоде в электронные потоки и в ускорении этих потоков электронов высокой разностью потенциалов, приложенной между катодом и анодом.

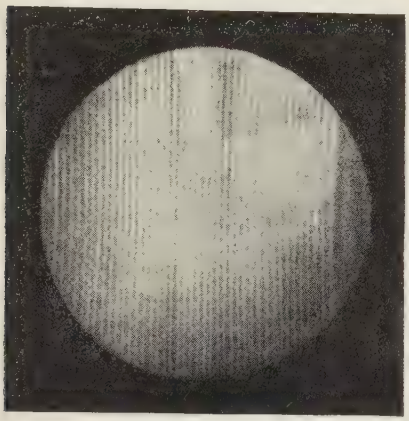


Рис. 5. Фотография изображения испытательного объекта в преобразователе

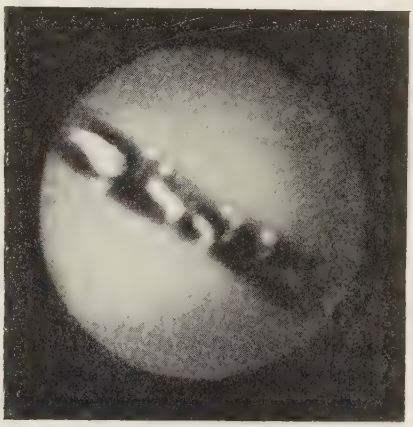


Рис. 6. Фотография дефектного сварного шва

В первых преобразователях 6-кратное электронно-оптическое уменьшение дает усиление яркости изображения в 36 раз, во вторых преобразователях с 9-кратным уменьшением это усиление яркости будет в 81 раз. Отсюда следует, что электронно-оптическое преобразование дает в данном случае усиление яркости изображения в 12—16 раз.

На рис. 5 приведена фотография получающегося на экране преобразователя изображения с 5 *штрихами/мм* испытательного объекта, собранного из тонких листочков стали с воздушными промежутками между ними, а на рис. 6 — фотография дефектного сварного шва. Чувствительность к выявлению дефектов визуального метода наблюдения с электронно-оптическими преобразователями, имеющими разрешающую силу 4 *штриха/мм* и больше, оказалась сравнимой с чувствительностью фотографического метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. C. Teves, Philips Techn. Rev., 1955, 17, 71.
2. P. V. Timofeev, V. V. Sorokina, Comptes rendus de l'Academie des Sciences de l'URSS, 1947, 56, 153.
3. В. В. Сорокина, П. В. Тимофеев, ЖТФ, 1948, 18, 509.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

1960 № 10

СВОЙСТВА ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ С КИСЛОРОДНО-ЦЕЗИЕВЫМ ФОТОКАТОДОМ*

П. В. Тимофеев, Е. Г. Кормакова

Описываются свойства и параметры фотоэлектронных умножителей с кислородно-цезиевыми фотокатодами. Кислородно-цезиевый фотокатод в этих ФЭУ имеет красную границу при 1100—1200 *ммк*. Параметры ФЭУ высокие, что позволяет применять их для измерения весьма слабых световых потоков.

Как известно, кислородно-цезиевый фотокатод по сравнению с другими используемыми в настоящее время сложными фотокатодами имеет небольшую интегральную чувствительность и значительную термоэмиссию. Кроме того, чувствительность этого фотокатода не постоянна, а меняется со временем.

Однако кислородно-цезиевый фотокатод является до настоящего времени единственным сложным фотокатодом с внешним фотоэффектом, красная граница которого лежит при 1100—1200 *ммк*.

Создание ФЭУ с этими фотокатодами представляет практический интерес, хотя изготовление их вызывает большие трудности. Метод изготовления кислородно-цезиевого фотокатода, особенно широко используемого в настоящее время полупрозрачного кислородно-цезиевого фотокатода, сложен, и, кроме того, этот фотокатод весьма чувствителен ко всем посторонним влияниям.

Разработаны фотоэлектронные умножители двух типов (2 и 3) с полупрозрачным кислородно-цезиевым фотокатодом.

На рис. 1 представлен общий вид этих умножителей: *а* — ФЭУ-2; *б* — ФЭУ-3.

Оба типа фотоэлектронных умножителей имеют цилиндрическую конструкцию эмиттеров с направляющей электронные потоки сеткой. Они различаются между собой габаритами, формой и выводом анода [1].

Число эмиттеров в обоих типах умножителей — 13. Эмиттерами служат кислородно-магниевые поверхности, полученные при активировке алюминиево-магниевого сплава AlMg.

Полупрозрачный кислородно-цезиевый фотокатод помещается на полушаровой части колбы. Диаметр фотокатода в ФЭУ-2 40 *мм*, в ФЭУ-3 — 20 *мм*.

Технология изготовления ФЭУ с кислородно-цезиевым фотокатодом состоит в активировке эмиттеров из алюминиево-магниевого сплава путем многократного окисления в атмосфере кислорода с последующим прогревом и в изготовлении полупрозрачного кислородно-цезиевого фотокатода по методике, разработанной в ВЭИ. Полупрозрачный кислородно-цезиевый фотокатод изготавливается с дополнительным подпылением серебра без сенсибилизации кислородом. Эта технология позволяет получить в ФЭУ средний коэффициент вторичной эмиссии σ кислородно-магниевого эмиттера 2,5 — 2,7 при скорости первичных электронов 60 *в*, чувствительность

---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

полупрозрачного кислородно-цезиевого фотокатода 20—35 *мка/лм* и сохранить при этом его красную границу.

Спектральные характеристики полупрозрачных кислородно-цезиевых фотокатодов умножителей приведены на рис. 2. Как видим, максимальная

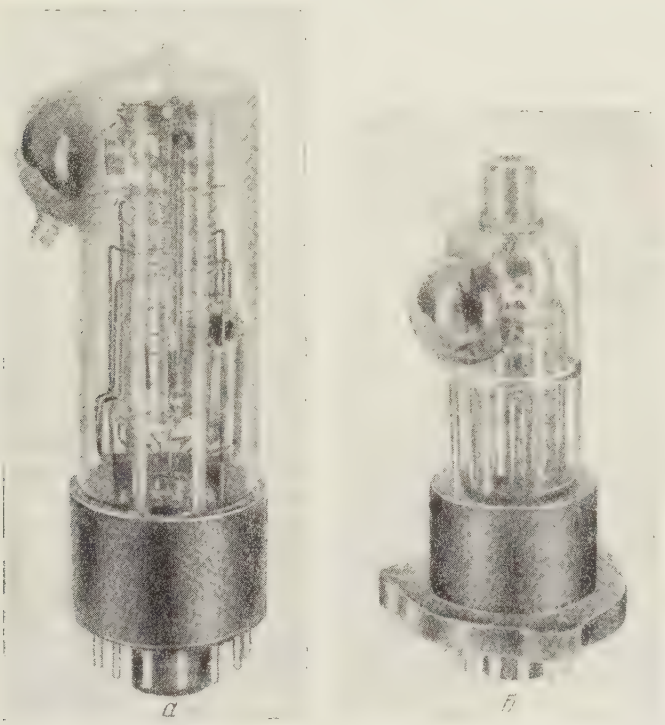


Рис. 1. Общий вид фотоэлектронных умножителей типов 2 и 3:
а — ФЭУ-2; *б* — ФЭУ-3

чувствительность фотокатодов имеет место при 740—780 *ммк* и красная граница составляет 1100—1200 *ммк*.

Для фотоэлектронных умножителей с кислородно-цезиевыми фотокатодами наблюдается изменение выходного тока ФЭУ (чаще снижение) во

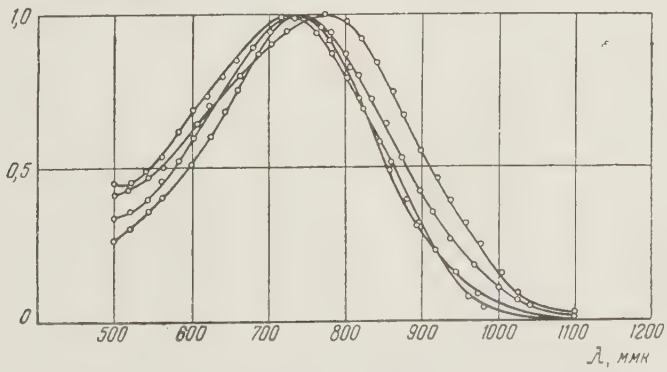


Рис. 2. Спектральные характеристики кислородно-цезиевых фотокатодов в ФЭУ

время их работы, а также во время отдыха. Утомление ФЭУ с кислородно-цезиевыми фотокатодами значительно больше, чем утомление ФЭУ с сурьмяно-цезиевыми фотокатодами. Тренировка ФЭУ с кислородно-цезиевыми

фотокатодами не приводит к заметному увеличению постоянства их работы.

Утомление ФЭУ с кислородно-цезиевыми фотокатодами определяется в основном утомлением кислородно-цезиевого фотокатода.

Кислородно-магниевые эмиттеры, при выходных токах с которыми возможна работа ФЭУ с полупрозрачными кислородно-цезиевыми фотока-

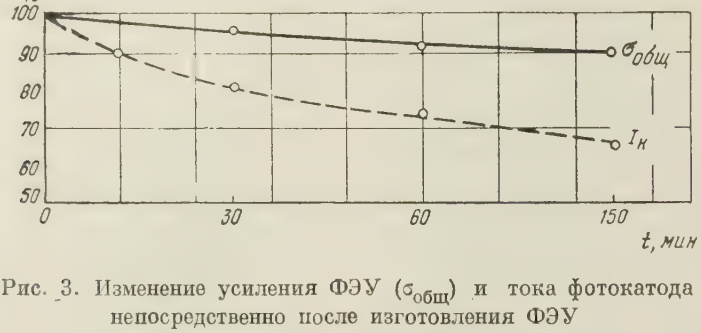


Рис. 3. Изменение усиления ФЭУ ($\sigma_{общ}$) и тока фотокатода непосредственно после изготовления ФЭУ

тодами, практически можно считать постоянными. Небольшое изменение эмиссии (несколько процентов) после включения умножителя полностью стабилизируется при последующей его тренировке. На рис. 3 показано изменение усиления ФЭУ ($\sigma_{общ}$) и тока фотокатода $I_к$ непосредственно после изготовления ФЭУ за полтора часа после включения при выходном токе 15 *мка*. Здесь приведен образец ФЭУ с наибольшим изменением $I_к$ и $\sigma_{общ}$.

По нашим наблюдениям степень утомления кислородно-цезиевых фотокатодов в ФЭУ в первую очередь определяется процессом его изготовления, «чистотой» изготовления самого умножителя и выходным током, при котором работает умножитель. Тонкие, изготовленные с избытком цезия, полупрозрачные кислородно-цезиевые фотокатоды в ФЭУ имеют меньшую степень утомления.

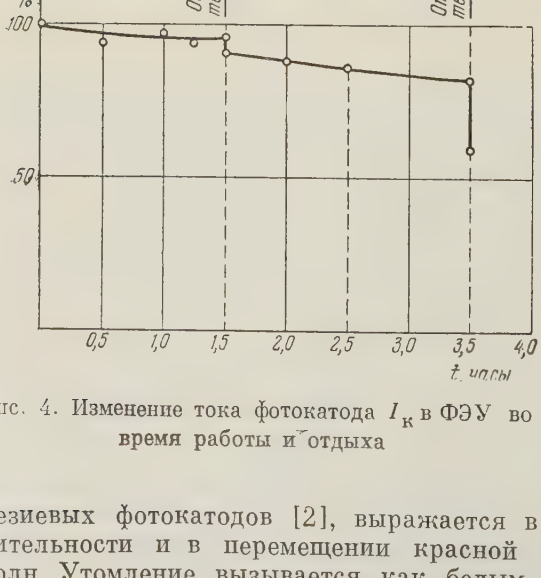


Рис. 4. Изменение тока фотокатода $I_к$ в ФЭУ во время работы и отдыха

Очень большое значение для стабильной работы фотокатода имеет степень вакуума умножителя. Вся арматура ФЭУ должна быть тщательно обезгажена. После активировки эмиттеров из них и арматуры должен быть удален, по возможности, адсорбированный кислород.

Утомление кислородно-цезиевых фотокатодов в ФЭУ, как и вообще кислородно-цезиевых фотокатодов [2], выражается в падении интегральной чувствительности и в перемещении красной границы в сторону коротких волн. Утомление вызывается как белым, так и красным светом. Утомление наблюдается как при освещении фотокатода и работе умножителя, так и в темноте в течение отдыха умножителя в то время, когда умножитель не работает. Очень часто утомление фотокатода в процессе отдыха ФЭУ имеет даже бо́льшую величину, чем утомление в процессе работы

фотокатода в ФЭУ. После падения чувствительности фотокатода во время отдыха ФЭУ для некоторых образцов во время последующей работы ФЭУ чувствительность фотокатода возрастает.

На рис. 4 приведено изменение тока фотокатода умножителя $I_к$ (в процентах к первоначальному) во время работы умножителя при освещении фотокатода красным светом и во время отдыха в темноте. За первые полтора часа при выходном токе ФЭУ 0,7 *мка* снижение тока фотокатода $I_к$ составляет 4%, причем в основном все снижение падает на первые 30 *мин* после включения. После этого, за время отдыха в темноте в течение 18 *час*, снижение $I_к$ составляет 5%. За время последующей работы ФЭУ при освещении фотокатода в течение 2 *час* 30 *мин* при выходных токах ФЭУ, меняющихся в пределах 0,67 *мка* — 1,45 *ма*, снижение тока фотокатода $I_к$ составляет около 9% и после 2 *час* отдыха в темноте снижение $I_к$ составляет около 20%. Различные выходные токи ФЭУ в последнем случае получены при разных напряжениях на ФЭУ.

Как видим, с увеличением выходного тока умножителя утомление кислородно-цезиевого фотокатода увеличивается. При выходных токах 2—4 *ма* наблюдается большое утомление кислородно-цезиевого фотокатода во время работы ФЭУ и затем после, во время отдыха. По нашим наблюдениям выходные токи ФЭУ с полупрозрачным кислородно-цезиевым фотокатодом не должны превышать 100 *мка*.

Образцы фотоэлектронных умножителей типов 2 и 3 с кислородно-цезиевыми фотокатодами при рабочем напряжении 800—900 *в* (60 *в/каскад*) имеют чувствительность 0,3 — 1 *а/лм*, усиление $(1,5-5)\cdot10^4$ и темновой ток 10^{-9} — 10^{-10} *а*, что соответствует термотоку кислородно-цезиевого фотокатода 10^{-13} — 10^{14} *а/см*^{2}. Максимальное усиление для этих ФЭУ $5\cdot10^6$ при напряжении 1400—1500 *в* (100 *в/каскад*).

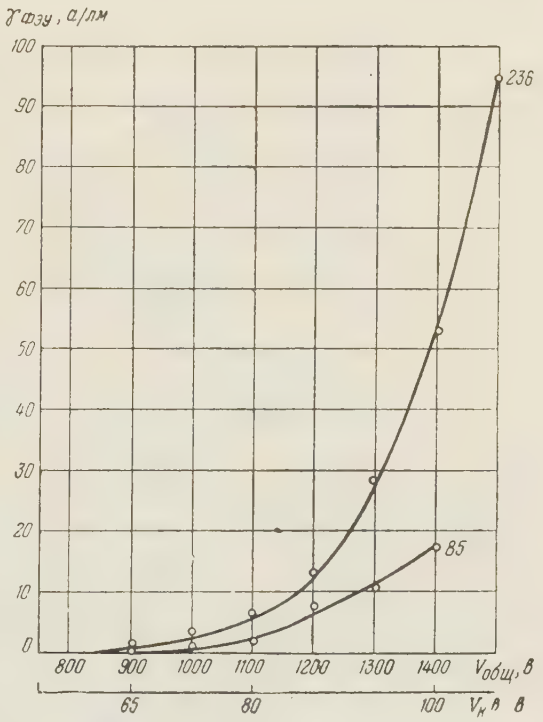


Рис. 5. Интегральная чувствительность ФЭУ-3 для различных рабочих напряжений

Интегральная чувствительность для различных рабочих напряжений для двух образцов ФЭУ-3, имеющих наибольшую и наименьшую чувствительности, приведена на рис. 5. ФЭУ-3 с кислородно-цезиевым фотокатодом при напряжении на каскад 100 *в* (общее напряжение на ФЭУ 1400 *в*) имеют чувствительность 18—55 *а/лм*.

Характеристики изменения усиления K и темновых токов $I_т$ при разных рабочих напряжениях на умножителе для этих же образцов ФЭУ-3 приведены на рис. 6. Сплошными линиями показано изменение усиления K, пунктирными — изменение темнового тока $I_т$.

Как следует из рисунка, ход характеристик изменения K и $I_т$ одинаков (в пределах изменения напряжения 900—1300 *в*).

По величине темновых токов и характеру их изменения с напряжением на умножителе от 900 до 1500 *в* следует, что основной составляю-

щей темновых токов ФЭУ с кислородно-цезиевыми фотокатодами являются термотоки фотокатода и эмиттеров. Ниже 900 *в* часто основной составляющей темнового тока является проводимость, выше 1300—1500 *в* для некоторых образцов умножителей имеет место более резкий рост темнового тока, вызванный появлением обратной связи.

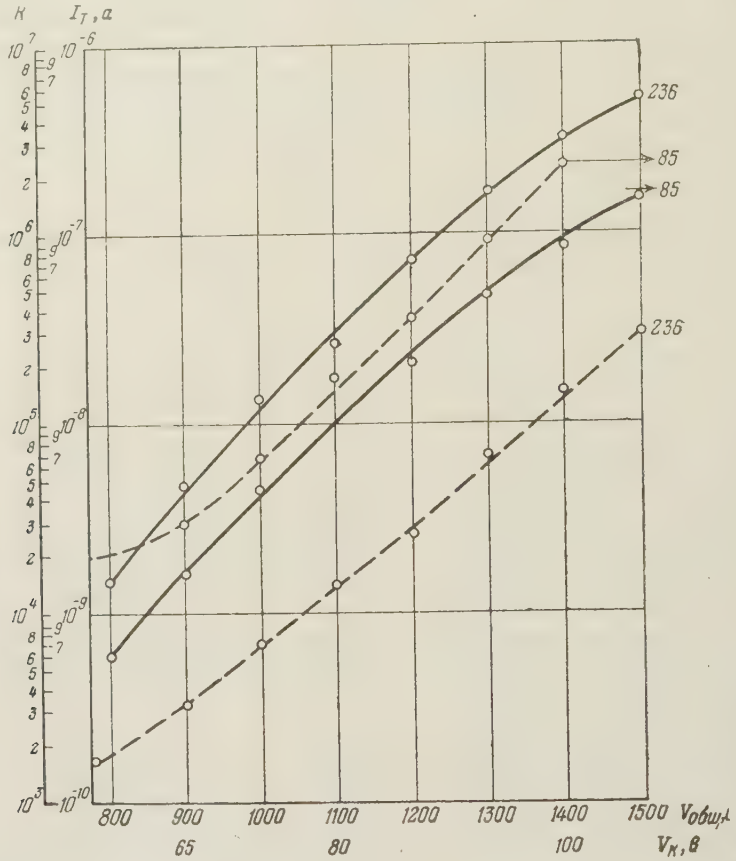


Рис. 6. Характеристики усиления K и темнового тока $I_т$ в ФЭУ-3 для различных рабочих напряжений

На рис. 7 представлено отношение темнового тока $I_т$ к чувствительности ФЭУ $\gamma_{ФЭУ}$ для нескольких образцов ФЭУ в зависимости от величины чувствительности ФЭУ. Это отношение показывает изменения темнового тока в зависимости от изменения величины чувствительности ФЭУ.

При условии, если темновой ток ФЭУ есть усиленный термоток (для ФЭУ с кислородно-магниевыми эмиттерами — это термоток с фотокатода), т. е. $I_т = i_т k$, и $\gamma_{ФЭУ} = \gamma_к k$, где $i_т$ — термоток фотокатода; $\gamma_{ФЭУ}$ — чувствительность ФЭУ, $\gamma_к$ — чувствительность фотокатода, то отношение темнового тока к чувствительности ФЭУ, независимо от величины чувствительности, должно быть величиной постоянной:

$$\frac{I_т}{\gamma_{ФЭУ}} = \frac{i_т}{\gamma_к} = \text{const}.$$

Определение отношения $I_т/\gamma_{ФЭУ}$ для ряда образцов ФЭУ с кислородно-цезиевыми фотокатодами показало, что оно при чувствительностях около 3—5 *а/лм* становится наименьшим и при дальнейшем увеличении

чувствительности до 40—60 *а/лм* практически остается постоянным (рис. 7).

Очевидно, что в этих пределах изменения чувствительности темновой ток ФЭУ действительно является усиленным термотоком фотокатода.

Отношение $I_т/\gamma_{ФЭУ}$ также характеризует эффективность работы ФЭУ и определяет условия, при которых эта эффективность была бы наибольшей. Чем меньше отношение $I_т/\gamma_{ФЭУ}$, тем эффективнее работает ФЭУ.

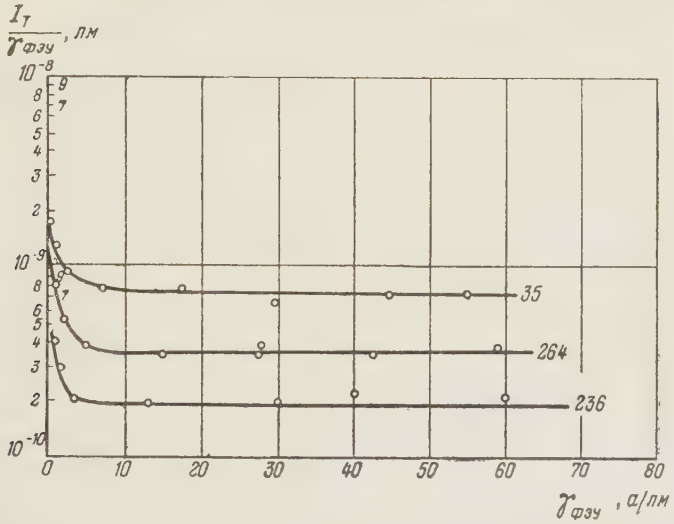


Рис. 7. Отношение темнового тока $I_т$ к чувствительности ФЭУ $\gamma_{ФЭУ}$ при различных чувствительностях ФЭУ

Для ФЭУ отношение $I_т/\gamma_{ФЭУ}$ имеет наименьшую величину в пределах изменения чувствительности от 3—5 до 40—60 *а/лм*, которые получаются при рабочих напряжениях 1000—1400 *в*.

Измерение шумов ФЭУ показало также, что наилучшее отношение сигнала к шуму в умножителях имеет место при рабочих напряжениях в пределах 1000—1400 *в*. В результате исследования шумов в данных электронных умножителях установлено, что в пределах напряжений 1000—1400 *в* основной причиной шумов является дробовой эффект.

Из рассмотрения свойств и характеристик фотоэлектронных умножителей с кислородно-цезиевыми фотокатодами следует, что эти умножители имеют высокие параметры, близкие к теоретическим, что позволяет успешно применять их для различных измерений и, в частности, для измерения весьма слабых световых потоков.

Фотоэлектронные умножители с кислородно-цезиевыми фотокатодами широко применяются в настоящее время для различных измерительных целей. С этими умножителями изготовлен ряд фотометрических и спектральных приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Тимофеев, Е. Г. Кормакова, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 10, 1678.
2. П. В. Тимофеев, Н. С. Кондорская, ЖТФ, 1936, 6, 1267.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

1960 № 10

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ МНОГОКАСКАДНЫХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ*

И. Я. Брейдо, В. П. Глаголев, Б. М. Глуховской, О. С. Королькова, Л. Г. Лейтейзен

Описаны оригинальный метод исследования стабильности чувствительности фотоэлектронных умножителей в режимах импульсных и стационарных измерений и установка для такого исследования. Приведены результаты исследования большой группы фотоэлектронных умножителей промышленного изготовления.

Стабильность фотоэлектронного умножителя, т. е. устойчивость выходного сигнала, имеет большое практическое значение. Известно, что на стабильность умножителя влияют многочисленные факторы.

Устойчивость фотоэлектронного умножителя при работе в течение длительного времени в большой степени зависит от режима: напряжения, тока, времени работы и др. Настоящая работа в основном посвящена выяснению характера этой зависимости для фотоэлектронных умножителей с эмиттерами из различных материалов. Поскольку умножители наиболее широко применяются в сцинтилляционных счетчиках, испытания их проводились в специальной установке (рис. 1) в условиях, по возможности близких к эксплуатационным.

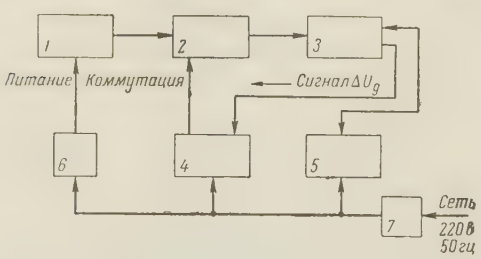


Рис. 1. Блок-схема установки для автоматической записи уровня фотопика сцинтилляционного счетчика:

1 — блок ФЭУ с кристаллом и препаратом (*БФУ*) *2* — блок реле (*БР*); *3* — электронный блок (*ЭБ*); *4* — самописец (*СГ*); *5* — блок питания для *ЭБ* (СБП-2); *6* — выпрямитель питания ФЭУ (СВР-3); *7* — стабилизатор КРС-С-0,5

Умножители устанавливаются в блок *БФУ* в количестве до 5 штук. На катоды умножителей помещаются кристаллы NaJ(Tl), облучаемые Cs^{137}. Питание производится от стабилизированного выпрямителя СВР-3. Импульсы с выхода катодных повторителей, установленных при каждом умножителе в блоке *БФУ*, поступают поочередно через блок реле *БР* на вход электронного блока *ЭБ*, являющегося главной частью установки. Блок реле *БР* управляется коммутатором пишущего гальванометра *СГ*.

Электронный блок (рис. 2) содержит усилитель *1*, за которым следуют главный дискриминатор *2* и одноканальный амплитудный анализатор *3* с «качающимся» каналом и следящей системой. Последняя содержит два затворных каскада *4* (*а* и *б*) («клапаны»), открывающихся синхронно качанию канала и поочередно пропускающих пакеты импульсов на две интегрирующие цепи *5*. Напряжения, развивающиеся на этих цепочках, включены навстречу (вычитаются в *6*). Разностный сигнал равен нулю, когда качание канала симметрично относительно пика дифференциального спектра амплитуд. Если пик смещается, например вследствие нестабильности усиления фотоэлектронного умножителя, то вырабатывается разно-

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

стный сигнал соответствующих величины и полярности (сигнал ошибки). Этот сигнал поступает на сетку лампы *7*, управляющую напряжением главного дискриминатора анализатора *2*. Качание канала производится при помощи этой же лампы, для чего в цепь ее катода подано небольшое напряжение частоты 50 *гц*. Схема отрегулирована так, что уровень дискриминации $U_д$ автоматически устанавливается на середину фотопика, т. е. осуществляется следящее авторегулирование на нулевой сигнал ошибки. Пишущий гальванометр *8* включен в цепь напряжения смещения главного дискриминатора через мостовую компенсационную цепь *9* таким образом, что записывается приращение $\Delta U_д$, обусловленное сигналом ошибки. Цена деления ленты самописца 0,3%. Электронный блок рассчитан на работу при скорости счета приблизительно от 500 до 5000—10000 *имп/сек*.

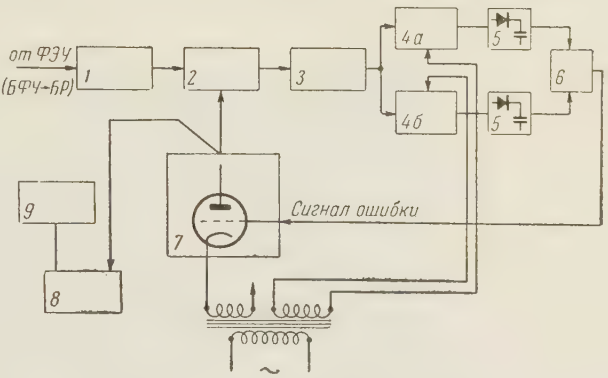


Рис. 2. Электронный блок

Питание электронного блока производится от выпрямителей с электронной стабилизацией. Вся установка питается от сети переменного тока 220 *в* через феррорезонансный стабилизатор КРС-С-0,5.

На испытываемые умножители подавались такие индивидуально регулируемые напряжения питания, чтобы выходной импульс от сцинтилляций Cs^{137} → NaJ(Tl) составлял определенную величину (обычно в пределах 1—4 *в*), одинаковую для всех пяти умножителей, установленных в блоке *БФУ*. Таким образом, испытываемые ФЭУ имели, в пределах различия светоотдачи кристаллов, почти одинаковую анодную чувствительность.

Пример записи фотопика четырех умножителей ФЭУ-35 приведен на рис. 3. Скорость ленты составляла 30 *мин* на одно деление по вертикали. Видно, что имеется нестабильность двоякого рода: 1) плавное изменение средней величины амплитуды импульсов во времени, 2) колебания амплитуды около средней величины, выражающиеся рассеянием точек на записи данной кривой. Разброс точек составляет приблизительно от 0,3 до 1% величины выходного импульса и существенно ограничивает возможность точного измерения нестабильности первого рода.

Кроме амплитуды импульсов контролировался также и выходной ток, который зависит не только от амплитуды, но и от средней частоты импульсов, т. е. от интенсивности облучения кристалла γ-лучами.

Первые испытания показали, что на стабильности умножителей не менее чем режим их работы сказывается «предыстория». Умножители, впервые поставленные на испытание, улучшают стабильность с течением времени. Время установления, необходимое для стабилизации умножителя, различно для разных экземпляров. В первый день время установления может быть значительно больше, чем в последующие дни. Длительные перерывы в работе умножителя требуют и более длительной тренировки. Эти особенности, которые можно назвать эффектом тренировки, делают практически невозможной проверку зависимости нестабильности данного экземпляра умножителя, например, от тока сигнала, так как перерывы между испытаниями должны были бы быть очень велики. Чтобы ориентировочно установить, имеет ли место такая зависимость и каков ее характер для данного типа умножителя, были испытаны сравнительно большие партии ФЭУ и построены кривые распределения.

Результаты испытаний 80 умножителей типа ФЭУ-35 с Sb — Cs-катодом и эмиттерами приведены на рис. 4. По оси абсцисс отложено изменение амплитуды импульса в процентах за первые 6 *час* непрерывной работы. Разные кривые соответствуют разным начальным токам на выходе. Кривая *I* была снята при выходном токе 0,1—0,25 *мка*, *II* — при выходном токе 0,3—0,5 *мка*, *III* — при 0,55—1,0 *мка*. Видно, что максимум распределения смещается в сторону бо́льших отклонений по мере увеличения тока нагрузки.

Аналогичная картина имела место для другой группы из 60 умножителей с сурьмяно-цезиевыми катодами и эмиттерами (рис. 5). Эти умножители

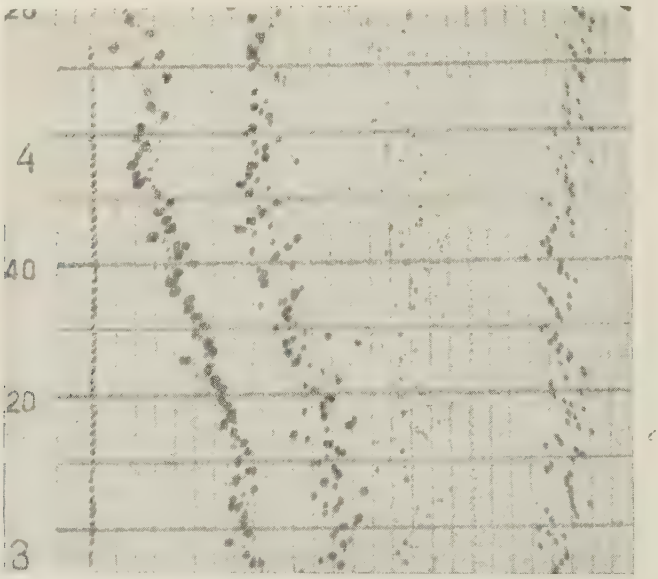


Рис. 3. Запись уровня фотопика четырех умножителей ФЭУ-35

отличаются от ФЭУ-35 бо́льшими габаритами и меньшей, приблизительно в 2 раза, плотностью тока при равных значениях $I_{вых}$. Кривая *I* была получена при выходном токе 0,2—2 *мка*, кривая *II* — при 2,5—6 *мка*.

Эти испытания позволили сделать вывод, что в первые часы работы умножителей их нестабильность прямо связана с током на выходе, причем уменьшение плотности тока улучшает стабильность. Возможно, что несколько лучшая стабильность умножителей второй группы по сравнению с ФЭУ-35 также объясняется меньшей плотностью токов. В этих экспериментах не удалось установить какую-либо зависимость стабильности от напряжения питания; возможно, что это объясняется сравнительно небольшими пределами изменения напряжения.

Абсолютная величина изменения выходных токов указанных типов умножителей, соответствующая максимуму кривых распределения, не превышает изменений токов умножителей с эмиттерами из сплава Al—Mg [1] и умножителей с эмиттерами из сплава серебро — магний и сурьмяно-цезиевыми другой конструкции [2].

Чтобы менять напряжение питания и выходной ток в больших пределах, была собрана схема для проверки стабильности умножителей по току. Источником света служил люминофор постоянного действия. Частично скомпенсированный ток умножителей поочередно подключался на вход усилителя постоянного тока, на выходе которого включался самопишущий гальванометр.

Партия умножителей была проверена на стабильность одновременно на установках фотопика и фототока, включенных последовательно. Ход кривых на обеих установках был совершенно одинаков. Проверка умножителей на больших токах показала, что найденная ранее закономерность увеличения времени установления с увеличением тока сохраняется и при больших токах, но в конечном счете почти все умножители «стабилизируются». Зависимость времени установления от выходного тока для небольшой партии ФЭУ-35 можно видеть на рис. 6. Каждая точка соответствует одному умножителю. Все точки довольно удовлетворительно ложатся на прямую, что свидетельствует о наличии пропорциональности между током и временем установления.

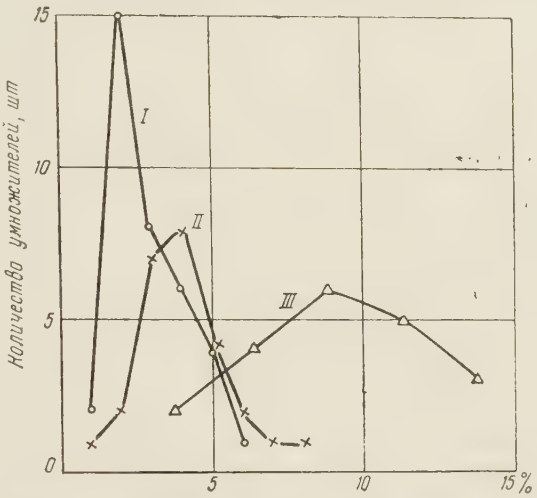


Рис. 4. Изменение амплитуды выходного сигнала ФЭУ-35 в течение первых 6 *час* работы при различных выходных токах

Зависимость стабильности от напряжения была обнаружена только на очень малом, практически нерабочем напряжении на умножителях второй группы. На напряжении 600 *в*, что соответствует 46 *в* на каскад и усилению порядка 10^4, стабильность умножителей резко ухудшилась. Те же умножители на более высоком напряжении и при тех же выходных токах работали стабильно. Повторное снижение напряжения снова ухудшало стабильность. Это подтвердило, что улучшение стабильности при больших напряжениях не вызвано эффектом тренировки.

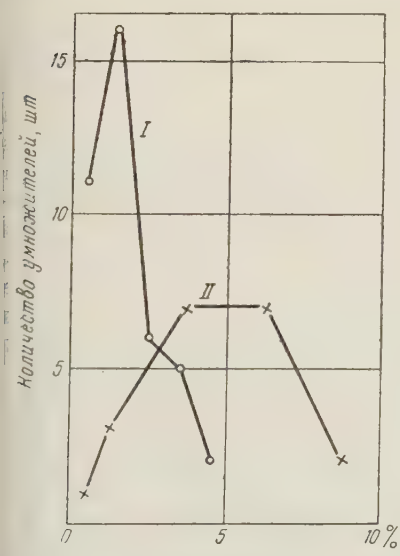


Рис. 5

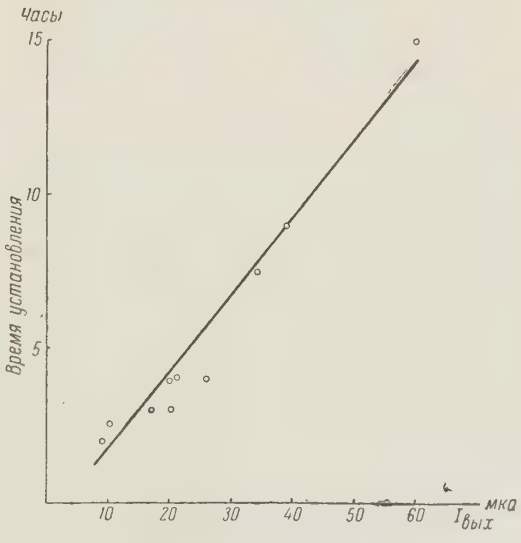


Рис. 6

Рис. 5. Изменение амплитуды выходного сигнала ФЭУ второй группы в течение первых 6 *час* работы при различных выходных токах

Рис. 6. Зависимость времени установления выходного сигнала ФЭУ второй группы от величины выходного тока

Наряду с ухудшением стабильности при низком напряжении наблюдалось значительное уменьшение колебания амплитуды. Рассеяние точек записанной кривой было значительно меньше при напряжении питания 600 *в*.

На умножителях, имеющих сплавные эмиттеры (ФЭУ-24), наблюдалось такое же явление (малое рассеяние при усилении 10^4 и большое при усилении порядка 10^5—10^6), хотя напряжение питания было при этом значительно больше. Объяснить это сужение кривой записи уменьшением светового потока на катоде, необходимого для сохранения постоянного выходного тока при большем усилении, не удалось, так как увеличение светового потока при постоянном усилении не привело к аналогичному сужению записываемой кривой.

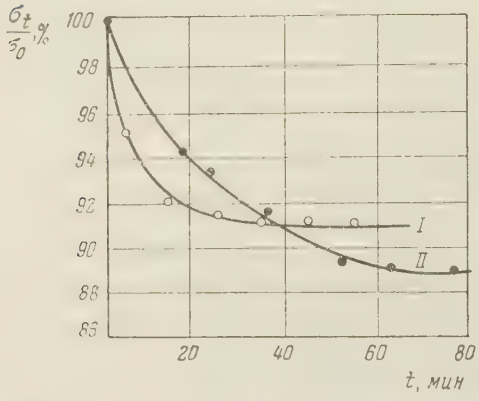


Рис. 7. Относительное изменение коэффициента вторичной эмиссии Cu — Be-эмиттеров

Испытание умножителей с эмиттерами из сплава алюминий — магний показало, что они также имеют заметное время установления. Зависимость времени установления от выходного тока выражена для них весьма слабо. При больших токах для умножителей со сплавными эмиттерами стабилизация наступает быстрее. Так, например, испытание партии умножителей с эмиттерами из сплава алюминий — магний с висмуто-серебряно-цезиевыми катодами при выходном токе от 20 до 30 *мка* показало, что время установления для них после перерывов до 12 *час* составляет в среднем 10—20 *мин*, после чего умножители работают стабильно.

Сравнивая результаты испытания умножителей с сурьмяно-цезиевыми и с алюминиево-магниевыми эмиттерами, можно видеть, что для первых почти всегда имеет место падение чувствительности. Для вторых, как правило, чувствительность растет при выходных токах порядка 100 *мка*, а при малых токах и рост и падение чувствительности примерно равновероятны.

Для выяснения влияния активирования цезием на стабильность сплавных эмиттеров был изготовлен умножитель с термокатодом. Стабильность эмиттеров проверялась непосредственно на вакуумной установке при непрерывной откачке до активировки цезием и после нее. Относительное изменение коэффициента вторичной эмиссии, рассчитанное на один каскад для сплава медь — бериллий, приведено на рис. 7. Как видно из кривых, наличие цезия приводит к увеличению как времени установления, так и величины изменения коэффициента вторичной эмиссии. Кривая *I* снята после термоактивирования, кривая *II* — после активирования цезием. Напряжение на каскад составляло 100 *в*, выходной ток равнялся 0,3 *ма*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Г. Кормакова, В. Г. Павловская, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, **22**, 5, 505.
2. L. Cathey, IRE Trans. Nucl. Sci., 1958, **NS-5**, 3, 109.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

1960 № 10

НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ УНИВЕРСАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО АНАЛИЗАТОРА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА 75 *кв**

А. Н. Кабанов, Ю. М. Кушнир

Излагаются результаты измерений характеристических потерь энергии 75 *кэв* электронов в тонких пленках различных веществ, а также отраженных от массивных образцов. При отражении электронов от железа обнаружена температурная зависимость характеристических потерь энергии. Измерения проводились при помощи универсального анализатора скоростей электронов с разрешающей способностью 150 000 : 1.

ВВЕДЕНИЕ

Анализаторы энергий, основанные на принципах электронной микроскопии [1], благодаря их высокой разрешающей способности находят все более широкое применение при изучении неупругого рассеяния электронов в твердых и газообразных телах. В настоящее время эти анализаторы имеют самое высокое разрешение, которое составляет величину порядка 0,25—0,40 *эв* (в зависимости от рода применяемого катода) для электронов с энергией 30—35 *кэв*.

Дальнейшее совершенствование анализаторов этого типа должно идти, естественно, по пути повышения их разрешающей способности. Однако и при достигнутом уровне разрешения возможности прибора и область его применения можно существенно расширить, создав конструкцию универсального прибора, в котором одновременно с измерением потерь энергии электронов и ионов было бы возможно производить также элементарные электронно-микроскопические и электронографические исследования объекта. Не менее важной является также проблема создания анализатора для более высокие ускоряющие напряжения.

Этим условиям может удовлетворять только специально разработанная конструкция анализатора. Настоящая статья посвящена некоторым применениям этого прибора в качестве анализатора и краткому его описанию.

1. УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗАТОР ЭНЕРГИЙ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ НА 75 *кв*

Описание принципа действия электростатического анализатора, а также результаты экспериментальных исследований по определению электрического режима и геометрических параметров линзы, при которых получаются оптимальные значения дисперсии и разрешения анализатора, были уже опубликованы в работах [2—5]. Подробное описание прибора, в котором используются ускоряющие напряжения порядка 75—80 *кв*, см. в [16]. Здесь мы остановимся лишь на некоторых основных особенностях прибора.

Высокая разрешающая способность анализатора достигается благодаря применению качественной электронно-оптической системы, создающей

---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, сентябрь 1959 г.

малые угловые апертуры электронного пучка и высокой хроматической чувствительности периферийных областей одиночной электростатической линзы, являющейся, как известно, диспергирующим элементом анализатора. Принципиальная схема диспергирующего элемента анализатора представлена на рис. 1. Монокинетический пучок электронов вырезается узкой щелью, проходит линзу и отображается последней на экране в виде

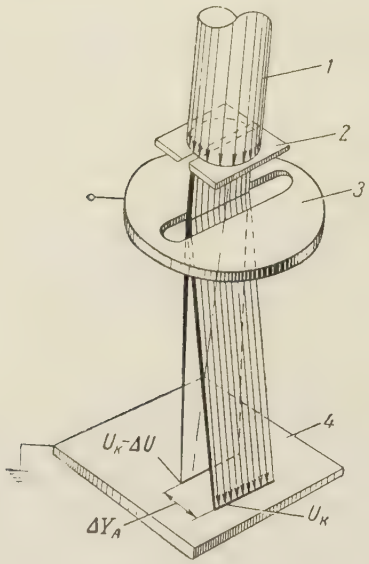


Рис. 1

Рис. 1. Принципиальная схема диспергирующего элемента анализатора:

1 — пучок электронов; *2* — заземленная пластинка со щелью; *3* — средний электрод линзы анализатора; *4* — экран

Рис. 2. Общий вид универсального анализатора

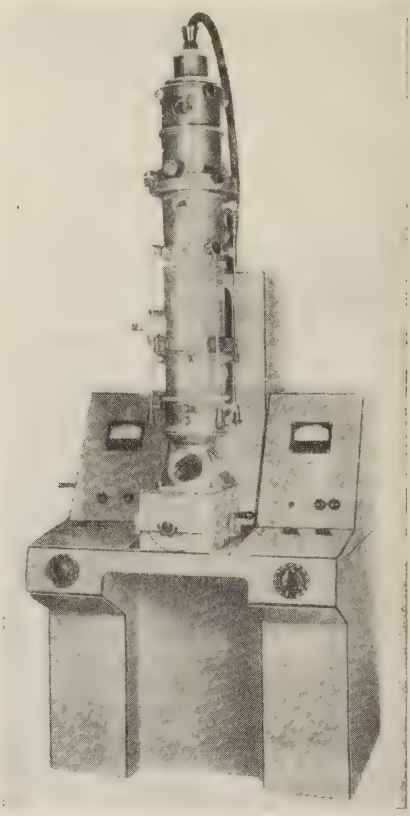


Рис. 2

узкой полосы (изображение щели). Изменение энергии электронов вызывает соответствующее изменение оптической силы линзы и, следовательно, изменение положения изображения щели на экране. По положению последней легко определить потери энергии электронов, взаимодействовавших с тем или иным веществом.

Описываемый универсальный анализатор предназначен в основном для исследования неупругого рассеяния электронов, энергия которых может составлять величину порядка 20—80 *кэв*. Его конструкция предусматривает возможность измерения потерь энергии электронов как в тонких (режим прохождения электронов), так и в массивных образцах (режим отражения электронов). Анализатор снабжен также специальной камерой напуска газа, позволяющей исследовать потери энергии электронов в газах. Четырехлинзовая электронно-оптическая система вместе с промежуточной фотокамерой позволяет одновременно с измерением потерь энергии проводить электронно-микроскопические (с электронно-оптическим увеличением порядка 1000 раз) и электронографические исследования объекта. Прибор снабжен также высоковольтным выпрямителем, который при использовании соответствующего ионного источника дает возможность применить прибор в качестве анализатора энергий ионов. Мощная откачная система, состоящая из ротационного насоса типа ВН-2 и паромасляного

насоса типа Н5-С, вместе с ловушкой, охлаждаемой жидким азотом, обеспечивает проведение исследований при давлениях в колонне анализатора порядка $(3{,}0—5{,}0) \cdot 10^{-6}$ *мм* рт. ст. Геометрические размеры и электрический режим линзы подобраны так, что для электронов или ионов с энергией 75 *кэв* в анализаторе реализуются дисперсия порядка 0,2 *мм/эв* и разрешающая способность 150 000 : 1, т. е. разрешение 0,5 *эв*. Общий вид универсального анализатора представлен на рис. 2.

2. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ УНИВЕРСАЛЬНОГО АНАЛИЗАТОРА

О применении электростатического анализатора для измерения потерь энергии 35 *кэв* электронов в газах уже сообщалось (см., например, [6, 7]). Результаты первых опытов по применению нашего анализатора для измерения потерь энергии 70 *кэв* ионов лития и электронов в различных газах опубликованы в [15].

В настоящей статье приводятся результаты измерений при помощи универсального анализатора характеристических потерь энергии 75 *кэв* электронов после прохождения тонких пленок различных веществ и отражения от некоторых объектов. Эти исследования проводились в связи с решением ряда задач электронной микроскопии. Однако они представляют интерес и для других областей физики (катодная электроника, физика твердого тела и т. д.).

А. Характеристические потери энергии 75 *кэв* электронов в тонких пленках различных веществ. Измерению характеристических потерь энергии электронов в тонких пленках различных веществ посвящено сравнительно много работ (см. обзорные статьи [8—10]). В большинстве из них измерялись потери энергии 25—35 *кэв* электронов при помощи электростатических анализа-

Таблица 1

Потери энергии электронов (*эв*)

Вещество	Наши измерения	Мо	М и Л	В	$\hbar\omega$	ε	Вещество	Наши измерения	Мо	М и Л	В	$\hbar\omega$	ε
Al	—	7,0	6,2	6,5	—	9,2	Cr	11,6	—	9,7	—	—	—
	16,1	15,0	13,9	14,8	16,0	18,4		23,3	—	21,8	26,0	26,1	18,2
	—	22,0	19,2	23,0	—	—		45,0	—	45,0	—	—	—
	30,5	—	27,8	29,5	32,0	27,6		57,0	—	—	54,0	52,2	54,6
	—	36,0	35,0	—	—	36,8	Fe	—	—	15,8	—	—	—
	44,5	—	—	44,5	48,0	46,0		23,2	—	19,4	23,2	18,5	18,3
Be	6,5	—	6,5	—	—	—		47,0	—	—	49,0	—	—
	22,0	—	18,9	19,0	19,0	21,1	Ni	22,3	22,6	23,4	22,5	22,0	24,4
	—	—	—	38,0	38,0	38,4		—	—	—	45,0	44,0	48,8
	58,0	—	—	56,0	57,0	55,6		65,0	65,0	—	—	66,0	61,0
Sn	8,5	—	4,5	6,3	—	5,9	Pt	6,5	—	—	—	—	9,7
	14,0	—	12,4	13,0	12,0	15,0		—	14,0	—	—	—	—
	20,0	—	18,0	19,5	—	19,4		23,0	22,4	—	—	—	19,4
	27,0	—	23,9	—	24,0	—		51,0	46,0	-	—	—	48,55
Ag	6,2	—	7,0	8,0	9,0	8,9	Pb	10,1	—	6,7	—	—	6,2
	—	—	16,7	17,5	18,0	17,8		16,7	—	13,8	—	13,0	12,4
	22,0	—	—	22,0	—	—		22,7	—	21,4	—	26,0	18,6
Au	6,4	—	5,2	6,5	—	9,0	In	7,6	—	—	—	—	6,1
	—	15,0	14,4	17,5	18,0	18,0		12,8	—	—	—	12,5	12,2
	21,1	—	21,5	—	—	—		19,4	—	—	—	—	18,3
Cu	7,9	—	6,9	7,0	—	—		24,4	—	—	—	25,0	24,4
	—	11,3	—	—	10,7	11,5	C	6,1	—	—	7,3	—	—
	21,5	20,4	19,6	19,5	21,4	—		22,0	—	21,0	25,0	25,0	22,4
	23,7	—	—	—	—	23,0		46,0	—	50,0	50,0	50,0	48,4

Таблица 2

Потери энергии отраженных электронов (*эв*)

Вещество	Наши измерения	К	Вещество	Наши измерения	К
Al	7,8	5,3	Ni	9,5	5,4
	16,1	14,9		19,0	21,8
	22,0	21,9		27,5	—
	30,0	30,0		37,0	—
	44,6	45,6	Mo	5,4	—
Pb	7,1	—		16,5—27,0	12,0—24,5
	16,0	—		38,0	—
	23,2	—	Nb	9,1	—
Ta	15,5	—		15,3	—
	22,1	20,7		24,5	—
	29,1	—		38,1	—
	38,3	—		46,1	—
	46,0÷51,0	47,7		68,2	—
	57,0	—			

торов с рабочим напряжением порядка 35 *кв*. Результаты этих измерений (Молленштедт (Мо), Мартон и Ледер (М и Л), Ватанабе (В)) приведены в табл. 1, где они сравниваются с результатами наших измерений характеристических потерь энергии 75 *кэв* электронов. Для сравнения в таблице представлены также величины потерь, рассчитанные по теоретическим формулам А. Я. Вятскина [11] ($\varepsilon = \frac{150}{a^2}\,\eta$ для кубической решетки, где a — постоянная решетки; η — вектор обратной решетки, принимающий целочисленные значения) и Д. Пайнса [12] ($\hbar\omega = \hbar\,(4\pi ne^2/m)^{1/2}$, где $\hbar$ — постоянная Планка; m, e, n — масса, заряд и плотность валентных электронов).

Как следует из приведенных данных, результаты наших измерений достаточно хорошо согласуются с результатами измерений других исследователей как по величине потерь, так и по количеству наблюдаемых линий потерь. Это обстоятельство лишний раз подтверждает независимость характеристических потерь энергии электронов от величины их энергии.

Величины потерь, предсказываемые обеими теориями, совпадают с измеренными лишь для некоторых веществ. Ни та, ни другая теория не может объяснить величины потерь порядка 5—6 *эв*. Плазменная теория кроме того не объясняет отсутствие в некоторых веществах кратных значений потерь. Поэтому результаты измерений не позволяют пока отдать предпочтение ни одной из существующих теорий. По всей вероятности, возникновение характеристических потерь энергий электронов может быть обусловлено в ряде случаев как парным взаимодействием, так и плазменными колебаниями.

Б. Характеристические потери энергии 75 *кэв* электронов, отраженных от различных веществ. Наряду с исследованиями потерь энергии электронов в тонких пленках большой интерес представляет измерение потерь энергии отраженных электронов. Возникающие при этом специфические трудности, вызываемые сравнительно малой интенсивностью отраженного пучка электронов и образованием углеводородных пленок на объекте, устраняются соответственно применением фотографического метода регистрации энергетических спектров и нагревом объекта. Характеристические потери 75 *кэв* электронов, отраженных от алюминия, свинца, тантала, никеля, молибдена и ниобия, представлены в табл. 2, где для сравнения приведены также потери энергии 35 *кэв* электронов в режиме их отражения, измеренные Клайном (К) [13], при давлениях в колонне анализатора (1—5)·

$\cdot 10^{-4}$ *мм* рт. ст. и нагреве объектов до 150—200° С. Наши измерения проводились при давлениях порядка $5 \cdot 10^{-6}$ *мм* рт. ст. Во всех опытах углы скольжения и наблюдения оставались постоянными и равными 4°. Объекты представляли собой пластинки шириной 3—4 *мм* и толщиной 0,08 — 0,10 *мм*, благодаря чему их нагрев мог быть осуществлен пропусканием постоянного тока. Подобное устройство для нагрева позволяло, помимо удаления углеводородных пленок, проводить измерение потерь при различных температурах объекта вплоть до значений, превышающих 1000° С. Контроль и измерение температуры проводились при помощи оптического пирометра.

Как видно из табл. 1, 2, потери энергии в алюминии достаточно точно совпадают с измерениями Клайна. Очень хорошее совпадение значений потерь наблюдалось нами при взаимодействии электронов со свинцом (как при прохождении, так и при отражении).

Таблица 3

Потери энергии электронов в железе (*эв*)

$T = 20°C$	7,6	14,8	22,4	38,0	45,5	55,5
$T = 940°C$	—	11,0	23,0	33,0	—	55,0

При отражении 75 *кэв* электронов от более тяжелого металла — тантала наблюдается значительно большее количество линий потерь, чем при отражении 35 *кэв* электронов. Особенно сильное расхождение в значениях потерь, полученных при отражении и прохождении электронов, наблюдается для никеля. В молибдене, в отличие от результатов Клайна, нами обнаружены две узкие и одна широкая полосы потерь.

Температурная зависимость характеристических потерь энергии электронов исследовалась нами совместно с сотрудниками Института металлур-

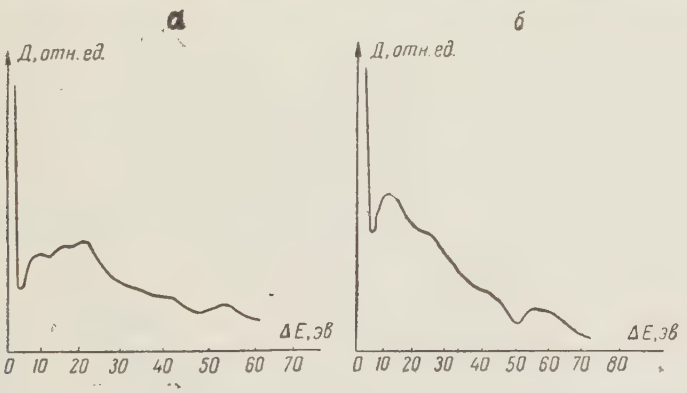


Рис. 3. Фотометрические кривые энергетических спектров электронов, отраженных от железа:
а — при $T = 20°$ С; *б* — при $T = 950°$ С

гии им. А. А. Байкова АН СССР И. Б. Боровским и В. В. Шмидтом. Исследования проводились с никелем и железом при температурах нагрева от комнатной до 1000—1200° С.

Установлено, что потери энергии электронов в никеле не зависят от температуры нагрева. В железе потери энергии электронов изменяются скачком при температуре, соответствующей α — γ-переходу железа (выше 910° С). Результаты измерений, представленные в табл. 3 и на рис. 3, *а*, *б*, достаточно хорошо согласуются с результатами исследований температурной зависимости тонкой структуры основного рентгеновского *K*-края поглощения железа [14].

ВЫВОДЫ

Универсальный анализатор высокого разрешения применен для измерения характеристических потерь энергии 75 *кэв* электронов. Величины этих потерь в тонких пленках различных веществ достаточно хорошо согласуются с данными аналогичных измерений потерь энергии 35 *кэв* электронов. В некоторых веществах обнаружены характеристические потери энергии электронов, которые могут быть истолкованы как результат парных столкновений, так и возбуждений плазменных колебаний.

Впервые измерены характеристические потери энергии 75 *кэв* электронов, отраженных от алюминия, свинца, тантала, никеля, молибдена, ниобия и железа. Полученные данные представляют особый интерес для отражательной электронной микроскопии, поскольку разрешение отражательных микроскопов зависит от степени демонохроматизации отраженных электронов.

Исследована температурная зависимость характеристических потерь энергии электронов в железе и никеле. Установлено, что эта зависимость в пределах изменения температуры 20—1000°С наблюдается лишь для железа и связана с изменением кристаллической решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Möllenstedt, Optik, 1949, 5, 499.
2. W. Dietrich, Z. Phys., 1958, **152**, 306.
3. А. Н. Кабанов, В. И. Милютин, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 2, 321.
4. W. Dietrich, Z. Phys., 1958, **151**, 519.
5. А. Н. Кабанов, В. И. Милютин, Д. В. Фетисов, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, **23**, 459.
6. W. Dietrich, Z. Phys., 1958, **152**, 87.
7. И. Г. Стоянова, А. Н. Кабанов, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, **23**, 719.
8. L. Marton, B. Lewis, L. Leder, H. Mendlowitz, Advances Electronics a. Electr. Phys., 1955, **7**, 183.
9. В. И. Милютин, А. Н. Кабанов, Успехи физ. наук, 1957, **61**, 673.
10. H. Friedmann, Fortschr. Phys., 1957, 5, 51.
11. А. Я. Вятскин, ЖТФ, 1958, **28**, 2217.
12. D. Pines, Rev. Mod. Phys., 1956, **28**, 297.
13. W. Klein, Optik, 1954, **11**, 226.
14. И. Б. Боровский, В. В. Шмидт, Докл. АН СССР, 1959, **127**, 997
15. Ю. М. Кушнир, А. Н. Кабанов, Л. Н. Крутякова, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 4, 672.
16. А. Н. Кабанов, Приборы и техника эксперимента, 1960, 4.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

1960 № 10

ПРОЦЕССЫ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ НАПРЯЖЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОДАХ

Г. Н. Застенкер, Г. С. Солнцев, Б. Н. Швилкин

На основе гипотезы о перераспределении электрического поля в разрядном промежутке и предположения о постоянстве напряженности поля в плазме при различных напряжениях предложен механизм поддержания высокочастотного разряда низкого давления. Проведен расчет зависимости концентрации электронов и разрядного тока от напряжения на электродах. Расчетные данные сопоставлены с экспериментальными результатами исследования тока и интенсивности свечения высокочастотного разряда с внешними электродами на частоте 12 *Мгц* в воздухе при давлениях 0,4—30 *мм* рт. ст.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из существенных вопросов физики газового разряда является опрос о распределении электрического поля в нем. В случае тлеющего разряда постоянного тока при низком давлении напряжение, приложенное разрядному промежутку, распределяется между катодной областью и положительным столбом, что связано с образованием пространственного ряда. В высокочастотном разряде имеет место специфическое распределение напряжения в разрядном промежутке.

В настоящей работе описан один из возможных механизмов, позволяющий объяснить распределение напряжения в высокочастотном разряде низкого давления с внешними электродами в воздухе при частоте 12 *Мгц*. редставление о перераспределении высокочастотного напряжения выдвинуто в работах [1] и [2] и получило экспериментальное подтверждение работах [2, 3, 4].

1. ТЕОРИЯ

Уравнением, характеризующим возникновение высокочастотного разряда в диффузионном режиме, является

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (\nu_и - \nu_з)\, n + D\Delta n, \qquad (1)$$

е n — концентрация электронов; $\nu_и$ — частота ионизации; $\nu_з$ — частота хвата электронов молекулами электроотрицательного газа; D — коэффициент свободной диффузии. Из (1) рассчитывается пробивная напряженность поля в разрядном промежутке.

Уравнение, аналогичное (1), определяет баланс заряженных частиц в плазме стационарного высокочастотного разряда. Отсюда следует, что значение напряженности поля, являющееся решением этого уравнения, должно быть равно пробивному, если только элементарные процессы не меняются в ходе формирования разряда. Механизмом, поддерживающим постоянную напряженность поля в плазме при увеличении приложенного напряжения, по нашему мнению, может быть такое перераспределение напряжения в разрядном промежутке, при котором в средней части поле остается равным пробивному, а в приэлектродных — возрастает.

Пользуясь этой гипотезой, можно рассчитать, как должна изменяться концентрация электронов в плазме в зависимости от приложенного напряжения, для того чтобы напряженность поля оставалась постоянной. Исходным положением для такого расчета может служить идеализированное представление о распределении концентрации электронов в разрядном промежутке, представленное на рис. 1, *а*.

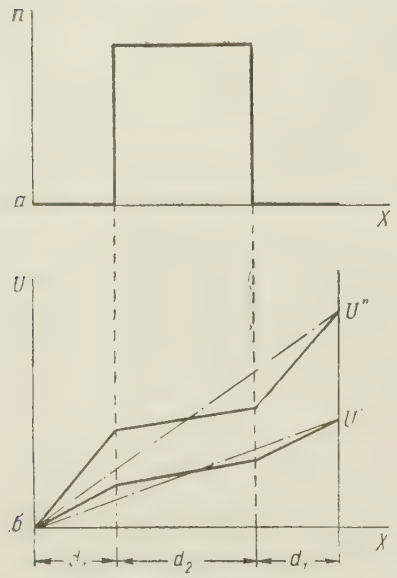


Рис. 1. Распределение концентрации электронов (*а*) и мгновенного значения высокочастотного напряжения (*б*) вдоль длины разрядного промежутка

В приэлектродных зонах (размером d_1) концентрация электронов пренебрежимо мала, а в центральной зоне (размером d_2) концентрация равна некоторому значению n. Такое распределение может быть обусловлено уходом электронов из разрядного объема на стенки разрядной полости из-за диффузии и дрейфа в высокочастотном поле [1, 2]. В наших опытах оно подтверждалось распределением интенсивности свечения разряда вдоль длины разрядного промежутка, определявшимся при помощи перемещения фотоумножителя со щелью*. На рис. 1, *б* схематически представлено распределение высокочастотного электрического поля между электродами при двух различных амплитудах синусоидального напряжения ($U'' > U'$). В средней зоне напряженность поля в обоих случаях одна и та же. В приэлектродных же областях поле различно, причем для большего напряжения оно выше, чем для меньшего**.

Величина тока в разрядном промежутке

$$I = Snev + \frac{1}{4\pi} S \frac{\partial E}{\partial t},$$

где S — площадь поперечного сечения разрядной трубки; e — заряд электрона; v — скорость электрона; E — напряженность электрического высокочастотного поля.

Скорость электрона можно найти из уравнения движения для «среднего электрона»

$$m\dot{v} + m\nu_{cm} v = eE_0 \exp(i\omega t),$$

где m — масса электрона; ν_{cm} — частота соударений электронов с нейтральными молекулами; ω — угловая частота поля. Тогда

$$v = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\nu_{cm} + i\omega} \exp(i\omega t).$$

Введя падение напряжения в центральной зоне U_2, получим для тока

* Постоянное значение концентрации электронов вдоль длины разряда наиболее строго выполняется в электроотрицательных газах при условии $\nu_3 n \gg D\Delta n$. В электроположительных газах это распределение должно быть близким к диффузионному.

** По справедливому замечанию В. Л. Грановского, излом кривой потенциала на границе приэлектродных зон связан с возникновением поверхностных зарядов на электродах и границах плазмы, подобно тому, как образуются поверхностные заряды на обкладках конденсатора при подключении к нему источника переменного поля.

в ней

$$I_2 = \frac{e^2 n S U_2}{m(\nu_{cm} + i\omega) d_2} + \frac{i\omega S U_2}{4\pi d_2}. \quad (2)$$

Падение напряжения на приэлектродной зоне будет соответственно $(U - U_2)/2$, где $U = U_0 \exp(i\omega t)$ — напряжение, приложенное к разрядному промежутку.

Ток через приэлектродную зону носит емкостной характер:

$$I_1 = \frac{i\omega S}{4\pi d_2} \frac{U - U_2}{2}. \quad (3)$$

Исходя из непрерывности тока в разрядном промежутке, можно U_2 выразить через U:

$$U_2 = \frac{U}{1 + \frac{2d_1}{d_2} - i\frac{2d_1}{d_2}\frac{4\pi e^2 n}{m\omega(\nu_{cm} + i\omega)}}. \quad (4)$$

Из выражения (4) получаем для напряженности высокочастотного поля в центральной зоне

$$|E_2| = \frac{|U_2|}{d_2} = \frac{U_0}{\sqrt{d^2 - an + bn^2}}, \quad (5)$$

где

$$a = \frac{16\pi d_1 d e^2}{m(\nu_{cm}^2 + \omega^2)}; \quad b = \frac{1}{\nu_{cm}^2 + \omega^2}\left(\frac{8\pi e^2 d_1}{m\omega}\right)^2.$$

Из уравнения (5) следует, что при $n \to 0$ $E_2 \to U_0/d$, что соответствует наличию однородного поля во всем разрядном промежутке в отсутствие разряда. При увеличении концентрации электронов напряженность поля падает. Предполагая, что напряженность поля в центральной зоне разряда равна пробивной при данном давлении, можно решить уравнение (5) относительно n:

$$n = \frac{m\omega\nu_{cm} d}{8\pi e^2 d_1}\sqrt{(1 + W)^2 - 1}, \quad (6)$$

где W — перенапряжение:

$$W = \frac{U_0 - E_3 d}{E_3 d},$$

E_3 — напряженность поля, при которой наступает пробой.

Это предположение справедливо при условии, что $\nu_и$, $\nu_з$ и D в плазме стационарного разряда такие же, как и в начальной стадии развития разряда. При $pd \geqslant 30$ *мм* рт. ст.·*см*, когда основную роль в процессе деэлектронизации играет захват электронов молекулами электроотрицательного газа [5], в уравнении баланса (1) последний член мал, и поэтому изменение характера диффузии при переходе к стационарному разряду можно не учитывать. При $pd < 30$ *мм* рт. ст.·*см* следует принимать во внимание диффузионный член в уравнении (1), так как убыль электронов вследствие их свободной диффузии к стенкам становится соизмеримой с захватом, а с дальнейшим уменьшением pd начинает играть основную роль. В стационарном же разряде диффузия становится двуполярной, коэффициент которой на два порядка меньше, чем в случае свободной диффузии. Благодаря этому в стационарном разряде доминирующая роль принадлежит не диффузии, а захвату электронов молекулами электроотрицательного газа. Вследствие того, что при зажигании разряда основную роль играет свободная диффузия, а в стационарном разряде — захват электронов, напряженность поля в плазме стационарного разряда меньше,

чем $E_з$, а именно $E_{з\,мин}$, где $E_{з\,мин}$ — пробивная напряженность поля, соответствующая большим pd (см. [6]). Тогда вместо уравнения (6) для зависимости концентрации электронов от перенапряжения получаем

$$n = \frac{m\omega\nu_{cm}d}{8\pi e^2 d_1}\sqrt{(1+W)^2\frac{E_з^2}{E_{з\,мин}^2}-1}. \qquad (6а)$$

При еще более низких pd (менее 1 *мм* рт. ст.·*см*) скорость ухода электронов вследствие двуполярной диффузии становится соизмеримой со скоростью убыли вследствие захвата, т. е. и в стационарном разряде, когда диффузия двуполярна, ею пренебрегать нельзя.

Таким образом, с точки зрения оценки удельного веса различных процессов в балансе электронов, формула (6) справедлива для $pd > 30$ *мм* рт. ст.·*см*, а (6а) — для $1 < pd < 30$ *мм* рт. ст.·*см*.

В литературе, посвященной изучению разряда на сверхвысоких частотах, опубликованы попытки расчета напряженности поля, необходимой для поддержания разряда в аргоне [7] и водороде [8]. Соответствующая напряженность поля получается меньше пробивной вследствие замены свободной диффузии двуполярной.

Для проверки полученных выше соотношений необходимо установить связь между концентрацией электронов и измеряемым разрядным током, а также между током и напряжением на разрядном промежутке. Связь между током и концентрацией можно получить из формул (2) и (4). При этом, вследствие особенностей методики измерения тока (см. ниже), необходимо исключить емкостной ток $i\omega SU/4\pi d$, компенсируемый в схеме. Тогда амплитуда измеряемого тока будет связана с напряжением на электродах и концентрацией электронов следующим образом:

$$I_0 = \frac{U_0\omega Se^2(d-2d_1)n}{d\sqrt{(\omega md\nu_{cm})^2+(\omega^2 md-8\pi d_1 e^2 n)^2}}. \qquad (7)$$

Исключая концентрацию электронов из (7) при помощи (6), получим зависимость величины тока в разряде от перенапряжения на разрядном промежутке:

$$I_0 = \frac{U_з\,\omega S\,(d-2d_1)}{8\pi d d_1}\sqrt{(1+W)^2-1}, \qquad (8)$$

где $U_з$ — напряжение зажигания разряда (амплитудное значение). Аналогичное выражение можно получить для низких pd, используя (7) и (6а).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальная установка предназначалась для изучения состояния ионизированного газа в разрядном промежутке при различных напряжениях на нем. Регистрировалась интегральная интенсивность свечения разряда и измерялся разрядный ток. Для измерения разрядного тока использовалась компенсационная схема, подобная опубликованной в работе [9], позволяющая исключить ток, обусловленный межэлектродной емкостью. Блок-схема измерений, аналогичная использованной в работе [10], представлена на рис. 2.

Опыты производились в воздухе при давлениях от 0,4 до 30 *мм* рт. ст. в трубке с внешними плоскопараллельными электродами (диаметр трубки 40 *мм*, длина 21 *мм*, диаметр электродов 70 *мм*). Частота электромагнитных колебаний составляла 12 *Мгц*. Мощность генератора ~800 *вт*. Благодаря малому выходному сопротивлению генератора изменение нагрузки (зажигание разряда) не вызывало падения напряжения на

разрядном промежутке. Импульсный режим работы позволял изучать разряд сразу после его формирования, когда нагрев газа еще не успевает сказываться.

При помощи узкой и ограниченной по высоте щели на катод фотоумножителя проектировалось изображение центральной части разряда; ртутная лампа позволяла устойчиво зажигать разряд при каждом импульсе, а светофильтры защищали фотоумножитель от излучения ртутной лампы.

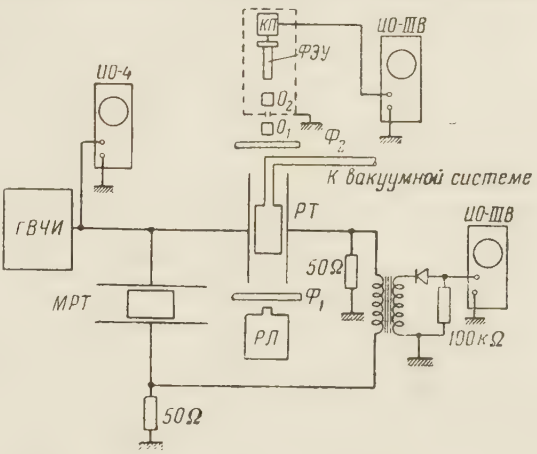


Рис. 2. Блок-схема измерений: *ГВЧИ* — генератор высокочастотных импульсов; *РТ* — разрядная трубка; *МРТ* — модель разрядной трубки; *РЛ* — ртутная лампа; $Ф_1$, $Ф_2$ — светофильтры; O_1, O_2 — объективы; *ФЭУ* — фотоэлектронный умножитель; *КП* — катодный повторитель; *ИО-4*, *ИО-ШВ* — импульсные осциллографы

Проводились измерения относительного изменения интенсивности свечения при различных перенапряжениях и фиксированном давлении. Абсолютные значения разрядного тока получались при градуировке при помощи лампового вольтметра на той же частоте. Вольтамперные характеристики разряда (для амплитудных значений тока и напряжения) при различных давлениях представлены на рис. 3. Все они являются возрастающими. Более крутое возрастание тока с увеличением напряжения соответствует переходу от одного вида разряда, в котором основную роль играют процессы в объеме, к другому, где имеет место эмиссия электронов

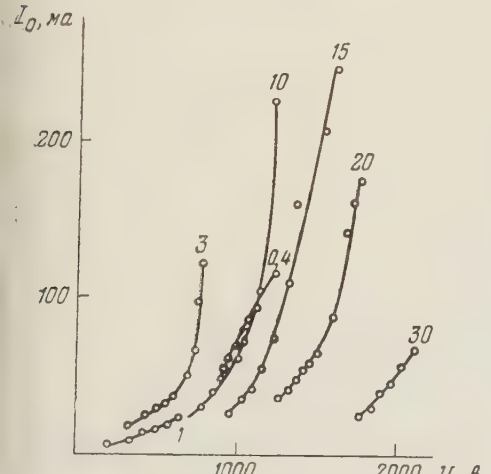


Рис. 3. Вольтамперные характеристики разряда. Цифры у кривых обозначают давление воздуха (*мм* рт. ст.)

из стеклянных стенок, прилегающих к электродам (α- и γ-разряды по терминологии, используемой в работе [2] для ВЧ-разряда с внутренними электродами)*. Это резкое возрастание тока наступает при определенном для данного давления напряжении на электродах. Измерение величины тока позволяет рассчитать концентрацию электронов в зависимости от перенапряжения. Пользуясь уравнением (7), определяем концентрацию

$$n = \frac{8\pi m\omega^2 d_1 d^3 + m\omega\nu_{cm} d^2 \sqrt{(U_0/I_0)^2\omega^2 S^2 (d-2d_1)^2 - (8\pi d d_1)^2}}{e^2 [(U_0/I_0)^2 \omega^2 S^2 (d-2d_1)^2 - (8\pi d d_1)^2]}. \qquad (9)$$

* При высокочастотном разряде с внешними электродами под γ-процессами следует понимать более широкий круг явлений, включая, например, вторичную эмиссию и экзоэлектронную эмиссию электронов.

Входящий в формулу (9) параметр d_1 (размер приэлектродной области, где концентрация электронов, по принятой нами идеализации, равна нулю; см. рис. 1, *а*) нельзя рассчитать теоретически без точного учета процессов, приводящих к обеднению электронами приэлектродных частей разряда. При различных давлениях и роде газа, частоте поля, материале электродов характер этих процессов может существенно меняться.

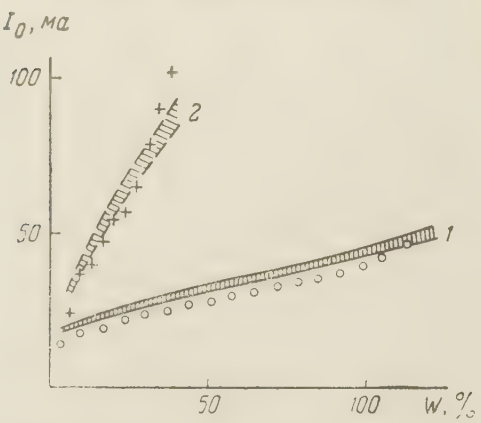


Рис. 4. Ток разряда в зависимости от перенапряжения:

1 — экспериментальные значения (кружки) и расчетные данные для 3 *мм* рт. ст. (d_1 от 0,41 до 0,39 *см*); *2* — экспериментальные значения (+) и расчетные данные для 20 *мм* рт. ст. (d_1 от 0,44 до 0,41 *см*)

Экспериментальную величину d_1 можно было бы измерить по распределению интенсивности свечения вдоль длины разрядного промежутка. Подобный метод при давлениях порядка 10^{-2} *мм* рт. ст. водорода указан в работе [1]. Этот способ основан на пропорциональности интенсивности свечения концентрации электронов, что предполагает постоянство функции распределения по скоростям вдоль длины разрядного промежутка. Однако это условие в наших опытах не выполняется вследствие перераспределения поля в разрядном промежутке.

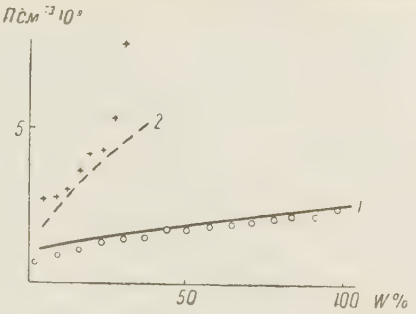
Другой способ экспериментального определения d_1 основан на изменении вида вольтамперной характеристики при переходе от α-разряда к γ-разряду. Этот переход сопровождается резким возрастанием тока, а следовательно, и концентрации электронов (такое резкое возрастание концентрации электронов в высокочастотном разряде низкого давления отмечено в работах [2] и [11]). Из формулы (9) следует, что резкое возрастание концентрации имеет место для соответствующих переходу значений U_0 и I_0 при некоторой величине параметра d_1, когда знаменатель обращается в нуль. Определенное таким образом значение d_1 использовалось при расчетах по формулам (6), (8) и (9). Предполагалось, что при разных напряжениях на электродах d_1 не меняется. Это предположение находит подтверждение в опытах по измерению распределения интенсивности свечения вдоль длины разрядного промежутка при разных напряжениях.

При помощи формулы (8) и аналогичной ей формулы для малых pd можно рассчитать зависимость величины тока от перенапряжения и сопоставить ее с экспериментальными данными. Теоретическая величина напряжения зажигания, как и соответствующая ей напряженность поля, берется из [6] с учетом дрейфа электронов аналогично [2].

На рис. 4 представлена зависимость величины тока от перенапряжения для давлений 3 и 20 *мм* рт. ст. Некоторая неопределенность границы перехода от α-разряда к γ-разряду ведет к необходимости использовать диапазон значений d_1, что соответствует заштрихованным областям на рис. 4. Из графика видно, что при обоих давлениях имеет место хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных. Такое же хорошее соответствие получено и для давлений 10 и 15 *мм* рт. ст. При более высоком давлении ток растет быстрее с увеличением перенапряжения. Это объясняется тем, что при меньшем давлении электрон набирает большую энергию на длине свободного пробега.

Рассмотрим зависимость концентрации электронов от перенапряжения (рис. 5). Теоретические кривые получены по формуле (6) для давления

) *мм* рт. ст. и по формуле (6а) для 3 *мм* рт. ст. Частота соударений с молекулами нейтрального газа определялась из данных о подвижности электрона в сильных полях [12]. Экспериментальные точки получены из вольтамперной характеристики по формуле (9). Абсолютные значения концентрации электронов имеют порядок 10^9 $см^{-3}$, что соответствует современным представлениям о высокочастотном разряде низкого давления. Можно видеть, что теоретическая зависимость концен-

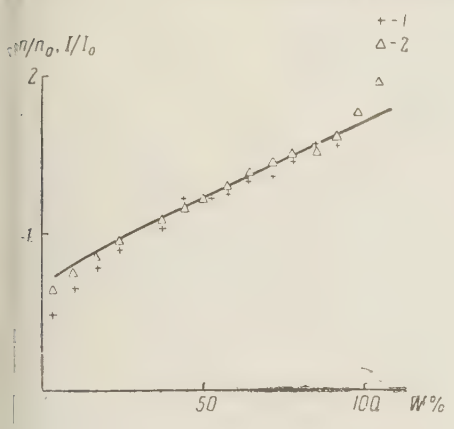


ис. 5. Концентрация электронов в зависимости от перенапряжения:

— экспериментальные значения (кружки) и расчетные данные для 3 *мм* рт. ст. ($d_1 = 0{,}39$ *см*); 2 — экспериментальные значения (+) и расчетные данные для 20 *мм* рт. ст. ($d_1 = 0{,}41$ *см*)

рации электронов от перенапряжения удовлетворительно соответствует экспериментальным данным. Аналогичные результаты были получены при давлениях 10 и 15 *мм* рт. ст.

Интересно также сопоставление зависимости концентрации электронов, полученной из вольтамперной характеристики, от перенапряжения с изменением интенсивности свечения разряда. Как известно, при низких давлениях интенсивность свечения пропорциональна концентрации электронов. Для исследований в нашем диапазоне давлений это положение не является строго обоснованным, прежде всего из-за влияния ступенчатых процессов. С другой стороны, использование оптического метода для исследования высокочастотного разряда весьма заманчиво в первую очередь потому, что позволяет проводить локальное изучение различных областей разряда. На рис. 6 представлено относительное изменение концентрации электронов n/n_0, а также интенсивности свечения центральной зоны разряда I/I_0 при увеличении перенапряжения на разрядном промежутке. За n_0 и I_0 принимаются n и I при перенапряжении в 30%.



ис. 6. Относительное изменение концентрации электронов для давления 3 *мм* рт. ст.:

спериментальные данные: 1 — n/n_0; 2 — I/I_0; лошная линия — теоретическая кривая для n/n_0

Из этого сравнения можно сделать вывод, что относительная интенсивность свечения изменяется так же, как и концентрация электронов; это свидетельствует о пропорциональности между ними.

Полученный результат связан, по-видимому, с незначительной ролью ступенчатых процессов и согласуется с высказанным выше предположением о независимости электронной температуры в плазме от напряжения на разрядном промежутке.

Используя экспериментально полученную зависимость относительной интенсивности свечения от перенапряжения, можно показать, что приведенная выше теоретическая зависимость концентрации электронов от перенапряжения [формулы (6) и (6а)] подтверждается также для давлений 1 и) *мм* рт. ст.

Резкое возрастание силы разрядного тока при переходе от α-разряда γ-разряду сопровождается резким возрастанием интенсивности свечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из двух предположений, что: а) напряженность высокочастотного поля в центральной части разряда при различных напряжениях на электродах остается постоянной, б) распределение концентрации электронов в разрядном промежутке близко соответствует рис. 1, *а*, удается рассчитать разрядный ток и концентрацию электронов в зависимости от напряжения на разрядном промежутке.

При увеличении напряжения выше напряжения зажигания электрическое поле перераспределяется таким образом, что в приэлектродной области оно возрастает, а в плазме остается постоянным. Концентрация электронов в средней зоне возрастает. Подобный механизм поддержания высокочастотного разряда справедлив лишь для такого типа стационарного высокочастотного разряда низкого давления, в котором основную роль играют ионизация газа в объеме и потери электронов вследствие диффузии и захвата.

Изложенные выше соображения о процессах в стационарном высокочастотном разряде, возможно, позволят объяснить также ход его установления.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Schneider, Z. angew. Phys., 1954, 6, 456.
2. С. М. Левитский, ЖТФ, 1957, 27, 5, 970.
3. Г. С. Солнцев, А. Г. Порохин, Н. М. Чистякова, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, 23, 8, 1026.
4. Г. С. Солнцев, М. М. Дмитриева, ЖЭТФ, 1955, 29, 5 (11), 651.
5. S. C. Brown, Appl. Scient Res., 1955, B5, 97.
6. L. Gould, L. W. Roberts, J. Appl. Phys., 1956, 27, 1162.
7. W. Flügge, Ann. Physik, 1956, 18, 251.
8. D. I. Rose, S. C. Brown, Phys. Rev., 1955, 98, 310.
9. G. Francis, Proc. Phys. Soc. B, 1955, 68, 137.
10. Г. Н. Застенкер, Г. С. Солнцев, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, 23, 8, 934.
11. Е. И. Вавилин, С. Д. Вагнер, А. М. Друкман, ЖТФ, 1959, 29, 610, 1263.
12. B. Gänger, D. Elektrische Durchschlag, 1953, S. 54.

Физический факультет
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
11 XII 1959

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Б. П. Кононов, К. А. Саркисян

Исследована вентильная проводимость газового разряда с осциллирующими электронами. Осцилляция электронов создается между электродами специальной формы без применения магнитного поля.

Известно, что потенциал зажигания газового разряда между электродами, обладающими различной эмиссионной способностью или различной площадью поверхности, зависит от полярности приложенного напряжения. Это явление используется в газоразрядных выпрямительных диодах [1, 2].

В настоящей работе исследована вентильная проводимость газового разряда между электродами специальной формы: внутренний электрод (анод) выполнен в виде спирали, внешний (катод) — в виде сплошного цилиндра. На рис. 1 показана конструкция исследованной газоразрядной

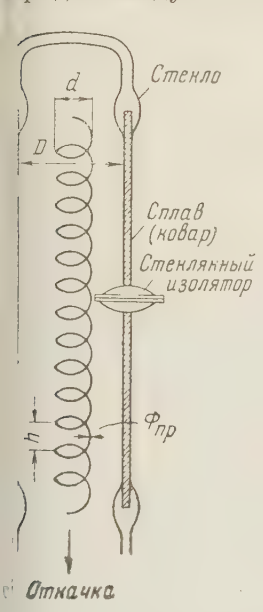


Рис. 1

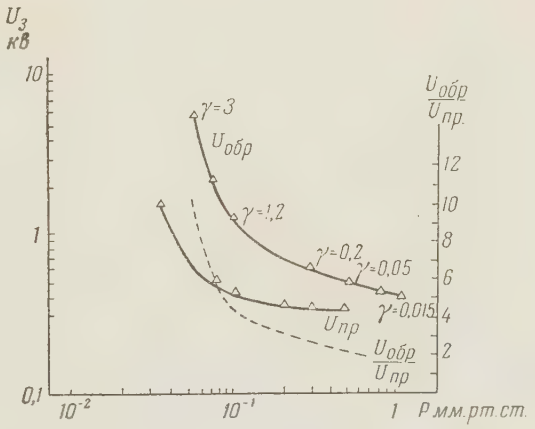


Рис. 2

Рис. 1. Конструкция электродов: $D = 12$ *мм*, $L = 80$ *мм*, $h = 2$ *мм*, $\phi_{пр}$ (вольфрам) $= 0{,}12$ *мм*, $d = 6$ *мм*

Рис. 2. Зависимость $U_з$ от давления:

——— теоретические кривые; Δ — экспериментальные точки

мы. На рис. 2 представлена экспериментально полученная зависисть напряжений прямого (плюс на спирали) и обратного зажиганий от вления газа (воздух). На этом же графике изображено отношение напряний обратного и прямого зажиганий $U_{обр}/U_{пр}$. Различие напряжений атного и прямого зажиганий объясняется тем, что при прямой полярсти напряжений электроны, двигаясь под действием электрического

поля, могут совершать колебательное движение, проходя через спираль. Это приводит к увеличению пути электрона и соответствующему понижению потенциала зажигания. Такой механизм разряда подтверждается, в частности, тем, что для внутреннего электрода, выполненного в виде сплошного цилиндра, отношение $U_{обр}/U_{пр}$ по экспериментальным измерениям практически не отличается от единицы.

Осцилляция электронов хорошо изучена в газовом разряде в магнитном поле [3]. Магнитное поле в таком разряде удерживает электроны в разрядном промежутке. В нашем случае потери электронов уменьшены тем, что длина разрядной трубки много больше ее диаметра. Несмотря на то, что такой способ удержания электронов менее эффективен, отсутствие магнитного поля дает в ряде случаев определенные преимущества.

Количественное объяснение полученных экспериментальных данных можно представить следующим образом. Так как в нашем случае отношение шага спирали к ее диаметру $h/d < 1$, то электрическое поле можно считать однородным и вычислить $U_{обр}$ по известной формуле, определяющей напряжение зажигания между плоскими электродами [4]:

$$U = \frac{Bpl_0}{\ln \dfrac{Apl_0}{\ln\left(1+\dfrac{1}{\gamma}\right)}}, \qquad (1)$$

где A и B — постоянные $\left(\text{для воздуха } A = 15\ \frac{1}{\text{см мм рт.ст.}}, B = 400\ \frac{в}{\text{см мм рт. ст.}}\right)$, p — давление газа, *мм* рт. ст.; $l_0 = (D - d)/2$; γ — коэффициент поверхностной эмиссии Таундсена, зависящий от p и U.

Совпадение экспериментальных данных с вычисленными по формуле (1) имеет место при значениях γ, указанных вдоль кривых на рис. 2. В той области давлений и напряжений на электродах, где γ меняется от 10^{-2} до 1, абсолютные значения γ и характер изменения γ в зависимости от p и U находятся в удовлетворительном согласии с литературными данными [1, 5]. При значениях p и U, где $\gamma > 1$, начинают проявляться другие механизмы разряда, как, например, коронный разряд на остриях и пр.

Экспериментально полученную зависимость $U_{пр}$ от давления нельзя объяснить формулой (1), так как в этом случае осциллирующие электроны создают в разрядном промежутке дополнительную ионизацию. Учет этого обстоятельства можно осуществить следующим образом.

Если длина свободного пробега электронов λ_e больше расстояния между электродами l_0, то максимальную ионизацию α_p, создаваемую одним электроном вдоль его пути, можно считать постоянной: $\alpha_p = U/U_i$, где U — напряжение между электродами; U_i — эффективный потенциал ионизации. В идеальном случае, когда электрон расходует всю энергию на ионизацию, пробег его будет равен $\lambda_e \alpha_p$. Фактический пробег с учетом преждевременного оседания на спираль $d = \left(\frac{1}{\lambda_e \alpha_p} + \frac{\eta}{l_0}\right)^{-1}$, где $1/\eta$ — скважность спирали ($\eta = \phi_{пр}/h$). Тогда удельная ионизация на единицу длины

$$\alpha = \frac{U}{U_i D \xi \lambda_e \alpha_p}\left(\frac{1}{\lambda_e \alpha_p} + \frac{\eta}{l^0}\right)^{-1}, \qquad (2)$$

где D — диаметр внешнего электрода; ξ — коэффициент, учитывающий неоднородность ионизации по разрядному объему.

Подставляя выражение (2) в известное условие зажигания тлеющего разряда $\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right) = \alpha l_0$ [4] и вводя обозначения: $A = 1/\lambda_e p$, $B = AU_i$,

получим

$$U_{\text{пр}} = \frac{BD\xi l_0 \ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)}{A\left[l_0^2 - \frac{1}{Ap}\eta D\xi \ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)\right]}. \qquad (3)$$

Вычисленное по формуле (3) $U_{\text{пр}}$ при $A = 50\ \frac{1}{\text{см·мм рт.ст.}}$, $B = 1300\ \frac{в}{\text{см мм рт. ст.}}$, $\xi = 0{,}7$, $\ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right) = 5$ хорошо совпадает с экспериментальными данными (рис. 2).

Полученное значение $U_{\text{обр}}/U_{\text{пр}} = 8$ при давлении газа $6 \cdot 10^{-2}$ *мм* рт.ст. позволяет осуществить выпрямление переменных напряжений до 2 *кв*.

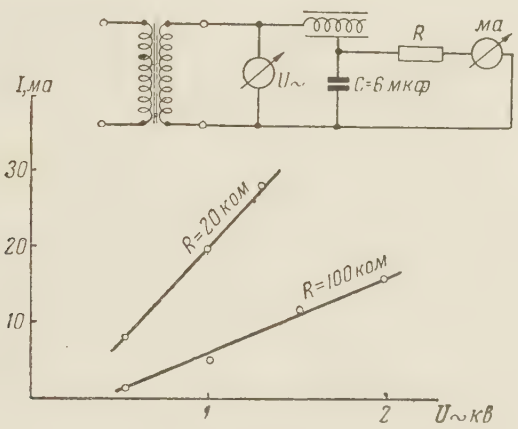


Рис. 3. Вольтамперные характеристики выпрямителя

На рис. 3 приведена схема однополупериодного выпрямителя ($f = 50$ *гц*) и вольтамперные характеристики выпрямления, полученные при использовании описанного диода. Максимальный выпрямленный ток составлял 30 *ма*. Дальнейшее увеличение тока приводило к недопустимому нагреву и нарушению стабильности работы диода.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Klepetko, Slaboproudý Obzor, 1958, 19, 1, 10.
2. З. Брудна, И. Поцетка, Каталог электронных ламп, ГИТТЛ, 1957.
3. Г. В. Смирницкая, Э. М. Рейхрудель, Радиотехника и электроника, 1957, **2**, 10, 1303.
4. А. Энгель, М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, т. I, II, ОНТИ, 1936.
5. В. Л. Грановский, Электрический ток в газах, ГИТТЛ, 1952.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
15 XII 1959

1960 № 10

ДИСКРИМИНАТОР УРОВНЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЕМКОСТИ $p-n$-ПЕРЕХОДА

В. И. Самойленко

Рассмотрен дискриминатор уровня, в котором с изменением величины управляющего сигнала (импульсного или непрерывного) изменяется расстройка L-, C-контура относительно несущей посредством изменения емкости $p-n$-перехода. Напряжение на выходе появляется лишь в случае превышения амплитудой колебаний на контуре вполне определенной величины.

1. ПРИНЦИП РАБОТЫ ДИСКРИМИНАТОРА

Как известно [1], емкость $p-n$-перехода изменяет свою величину под воздействием изменения напряжения смещения. Для современных плоскостных $p-n$-переходов эта зависимость достаточно точно определяется соотношением

$$C_к = C_{к0}\sqrt{\frac{\varphi_к}{V+\varphi_к}}, \tag{1}$$

где $C_к$ — емкость $p-n$-перехода; $C_{к0}$ — емкость $p-n$-перехода при напряжении смещения, равном нулю; V — полное напряжение, приложенное к $p-n$-переходу; $\varphi_к$ — контактная разность потенциалов $p-n$-перехода. Если эту емкость включить в колебательный контур, как показано на рис. 1, то резонансная частота контура $\omega_р$ будет являться функцией приложенного к переходу напряжения:

$$\omega_р = \frac{1}{\sqrt{L\left(C_0 + k^2 C_{к0}\sqrt{\frac{\varphi_к}{V+\varphi_к}}\right)}}, \tag{2}$$

где L — индуктивность контура; C_0 — собственная емкость контура; k — коэффициент включения емкости $p-n$-перехода в контур.

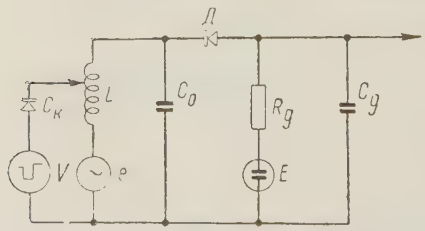


Рис. 1. Эквивалентная схема дискриминатора уровня

Если после контура включить детектор, подзапертый постоянным смещением E_0, то напряжение на выходе его будет появляться только в том случае, когда амплитуда колебаний на контуре превышает эту величину. Следовательно, сигнал на выходе будет только тогда, когда расстройка контура не превышает вполне определенной величины, т. е. входное напряжение находится в каких-то границах вблизи резонансного значения. При слишком больших или слишком малых входных напряжениях контур сильно расстраивается относительно несущей, амплитуда колебаний на нем становится меньше E, и поэтому напряжение на выходе отсутствует.

Схема, приведенная на рис. 1, представляет собой последовательный колебательный контур относительно генератора высокой частоты $e = U_0 \sin\omega_0 t$. Изменение управляющего напряжения V приводит к соответствующему изменению емкости $C_к$ согласно с соотношением (1), а следовательно, к изменению резонансной частоты контура $\omega_р$.

При правильно выбранных параметрах схемы при каком-то определенном управляющем напряжении V_0 контур будет настроен в резонанс с частотой генератора ω_0. Поэтому выражение (2) можно преобразовать следующим образом

$$\omega_р = \frac{1}{\sqrt{L\left(C_0 + C_р\sqrt{\frac{V_0+\varphi_к}{V+\varphi_к}}\right)}} = \frac{1}{\sqrt{L\,(C_0+C_р)}} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{\frac{C_0 + C_р\sqrt{\frac{V_0+\varphi_к}{V+\varphi_к}}}{C_0+C_р}}} = \omega_0 \sqrt{\frac{C_0+C_р}{C_0+C_р\sqrt{\frac{V_0+\varphi_к}{V+\varphi_к}}}}, \qquad (3)$$

где $C_р = k^2 C_{к0}\sqrt{\frac{\varphi_к}{V_0+\varphi_к}}$ — емкость $p-n$-перехода в пересчете на полный контур, при которой контур настроен в резонанс с частотой генератора ω_0.

Если генератор высокой частоты e генерирует частоту, отличную от резонансной частоты контура, то при известной амплитуде колебаний генератора U_0 амплитуда колебаний на контуре определяется известным соотношением

$$U_к = \frac{QU_0}{\sqrt{1 + Q^2\left(\frac{\omega_р}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_р}\right)^2}}, \qquad (4)$$

где Q — добротность контура.

Подставив в это выражение значение резонансной частоты контура из выражения (3), после несложных алгебраических преобразований получим

$$U_к = \frac{QU_0}{1 + Q^2 \dfrac{\left(1-\sqrt{\frac{V_0+\varphi_к}{V+\varphi_к}}\right)^2}{\left(\frac{C_0}{C_р}+1\right)\left(\frac{C_0}{C_р}+\sqrt{\frac{V_0+\varphi_к}{V+\varphi_к}}\right)}}. \qquad (5)$$

Это выражение определяет зависимость амплитуды колебаний на индуктивности от величины управляющего напряжения V. График этой зависимости (назовем его управляющей характеристикой) имеет вид, сходный с обычной резонансной характеристикой контура. Поэтому любому наперед заданному значению амплитуды колебаний на контуре

$$U_к = E < QU_0$$

соответствуют два значения управляющего напряжения V.

Если амплитуда колебаний на контуре превышает эту величину E, то детектор D открывается, и на выходе его появляется продетектирован-

ное напряжение. Найдем эти значения. Для этого в выражение (5) введем упрощение: будем считать, что относительное изменение управляющего напряжения незначительно, $\frac{V_0+\varphi_к}{V+\varphi_к}\approx 1$, что справедливо при больших добротностях контура Q. При таком упрощении из выражения (5) находим

$$\frac{V_0+\varphi_к}{V+\varphi_к}=\left[1\pm\frac{\frac{C_0}{C_p}+1}{Q}\sqrt{\left(\frac{QU_0}{E}\right)^2-1}\right]^2. \tag{6}$$

Для контура с хорошей добротностью, при $\frac{QU_0}{E}\leqslant 3-4$, выражение (6) можно упростить

$$\frac{\Delta V_0}{V_0+\varphi_к}=\pm 2\frac{\frac{C_0}{C_p}+1}{Q}\sqrt{\left(\frac{QU_0}{E}\right)^2-1}, \tag{7}$$

где $\Delta V_0=V-V_0$ — приращение управляющего напряжения, при котором амплитуда колебаний на контуре становится равной заданной величине E.

Из последнего выражения легко найти раствор характеристики («ворота») дискриминатора ΔU

$$\frac{\Delta U}{V_0}=4\frac{\frac{C_0}{C_p}+1}{Q}\sqrt{\left(\frac{QU_0}{E}\right)^2-1}. \tag{8}$$

В этом выражении и далее пренебрегаем значением контактной разности потенциалов $\varphi_к$, так как ее величина (0,2 — 0,4 *в*) мала по сравнению с управляющим напряжением V.

Выражение (8) определяет верхний и нижний пределы диапазона пропускаемых дискриминатором уровней сигналов.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СХЕМЫ

Под влиянием внешних факторов (температуры, нестабильности питания и т. п.) будет изменяться добротность контура Q и амплитуда генератора сигнала вспомогательной частоты U_0. Эти изменения будут приводить к изменениям полосы пропускания напряжений (ворот) дискриминатора.

В зависимости от выбора величины смещения E детектора D в схеме 1 относительная величина ворот будет изменяться. Очевидно, наиболее выгодным в смысле стабильности ширины ворот является уровень, на котором находится точка перегиба резонансной кривой контура. Эта точка находится приравниванием второй производной от напряжения на контуре по управляющему напряжению нулю. Проделав это, находим

$$\left(\frac{QU_0}{E}\right)_{опт}=\sqrt{\frac{3}{2}}. \tag{9}$$

Подставив это выражение в уравнение (8), получим

$$\left(\frac{\Delta U}{V_0}\right)_{опт}=4\sqrt{2}\frac{\frac{C_0}{C}+1}{Q}. \tag{10}$$

Если относительная ширина ворот дискриминатора $\frac{\Delta U}{V_0}$ задана, то, пользуясь выражением (10), можно определить величину допустимой

ственной емкости контура

$$C_0 = \left(\frac{Q}{2\sqrt{2}}\frac{\Delta U}{U_0} - 1\right) C_p. \quad (11)$$

После этого можно определить требуемую индуктивность контура по вестной частоте питающего генератора

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 (C_0 + C_p)}. \quad (12)$$

3. ВЛИЯНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ p — n-ПЕРЕХОДА НА РАБОТУ СХЕМЫ

Как видно из выражения (8), относительная ширина ворот дискримина-ора зависит от добротности применяемого в схеме контура. При увеличе-ии добротности контура и неизменности всех остальных параметров его орота дискриминатора будут расширяться. При небольших относитель-ых изменениях добротности величину изменения ширины ворот дискрими-атора можно определить, исходя из выражения (8)

$$\frac{\delta \Delta U}{\Delta U} = \frac{1}{\left(\frac{QU_0}{E}\right)^2 - 1}\frac{\delta Q}{Q}, \quad (13)$$

де $\delta\Delta U/\Delta U$ — относительное приращение ширины ворот дискриминатора, $\delta Q/Q$ — относительное приращение добротности контура.

Добротность контура может изменяться при изменении дифференциаль-ого сопротивления p — n-перехода $r_к$, которое в свою очередь сильно ависит от температуры. Так, например, при изменении температуры ок-ужающей среды от 20 до 70°С дифференциальное сопротивление триодов 1Ж изменяется в 2,5 — 3 раза, а сопротивление диодов ДГЦ-27 — в 2 —15 раз.

Пусть рабочий диапазон изменения температуры задан. Тогда можно змерить максимальную и минимальную величину дифференциального опротивления применяемого p — n-перехода — $r_{макс}$ и $r_{мин}$.

Добротность контура с учетом шунтирующего действия $r_к$ опреде-яется соотношением

$$Q = Q_0 \frac{1}{1 + \frac{Q_0 \rho k^2}{r_к}}. \quad (14)$$

Если изменения добротности контура в результате изменения диф-еренциального сопротивления незначительны, что должно обеспечивать-я соответствующим выбором параметров схемы, то относительное зменение добротности можно определить следующим образом:

$$Q \approx Q_0 \left(1 - \frac{Q_0 \rho k^2}{r_к}\right). \quad (15)$$

Из этого выражения находим

$$\frac{\delta Q}{Q_0} = Q_0 \rho k^2 \left(\frac{1}{r_{мин}} - \frac{1}{r_{макс}}\right). \quad (16)$$

Теперь подставим уравнение (16) в (13)

$$\frac{\delta \Delta U}{\Delta U} = \frac{Q_0 \rho k^2}{\left(\frac{Q_0 U_0}{E}\right)^2 - 1}\left(\frac{1}{r_{мин}} - \frac{1}{r_{макс}}\right). \quad (17)$$

Для уменьшения зависимости ширины диапазона пропускаемых уровней от температуры нужно, как это следует из выражения (17), уменьшать добротность контура (Q_0), волновое сопротивление ρ, коэффициент включения k и выбирать полупроводниковые приборы с минимальной зависимостью дифференциального сопротивления от температуры.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальная проверка работоспособности описанного типа дискриминатора уровня производилась по схеме, представленной на рис. 2. В эту схему помимо собственно дискриминатора уровня включены генератор высокочастотных колебаний на полупроводниковом триоде П402 и видеоусилитель на полупроводниковом триоде П6Г. Генератор собран по схеме

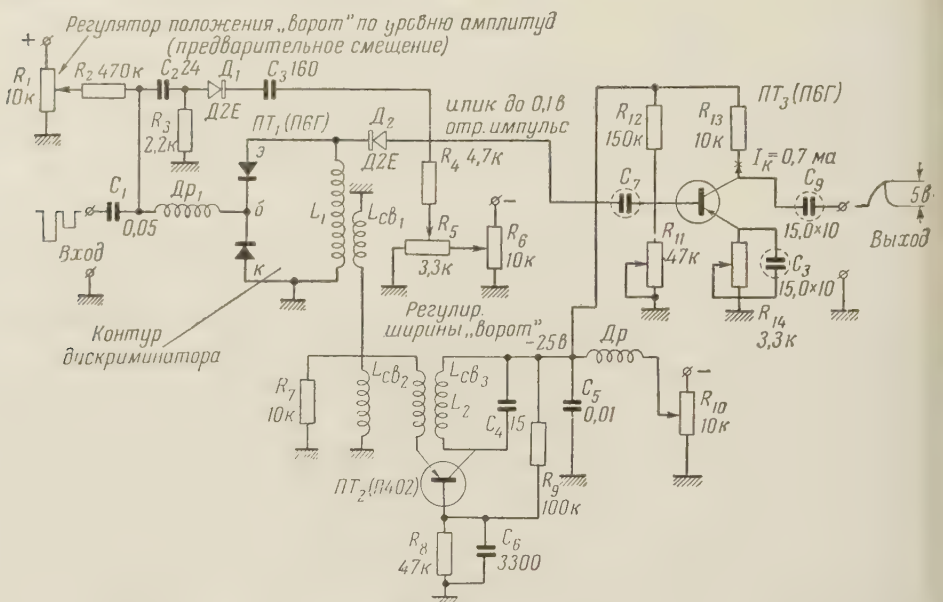


Рис. 2. Экспериментальная схема дискриминатора уровня

с индуктивной обратной связью. Она обеспечивает достаточно малые гармоники основной частоты, что важно для дискриминатора уровня, так как устраняет возможность ложного отсчета. Частота колебаний генератора была выбрана около 16 *Мгц*. На этой частоте можно получить достаточно удовлетворительные фронты выходного импульса (около 0,3 *мксек*) и обеспечить достаточную добротность контура дискриминатора. При более высоких частотах дифференциальное сопротивление p — n-перехода падает, добротность контура уменьшается. В качестве управляющей емкости использовано последовательное включение коллекторного и эмиттерного переходов триода П6Г. Цепочка C_2, R_3, D_1, C_3 служит для улучшения формы выходных импульсов.

Схема исследовалась в импульсном режиме. Она весьма удовлетворительно работала при импульсах, длительность которых превышает 1,5 *мксек*. Увеличение частоты повторения импульсов до 10 *кгц* не приводит к заметным изменениям режима работы схемы. Схема обеспечивает относительную ширину ворот 6—8% от амплитуды импульсов. Амплитуда выходных импульсов около 5 *в*.

Основным достоинством рассматриваемого дискриминатора уровня по сравнению с другими типами является его простота. В схему дискриминатора могут быть внесены различные усовершенствования в зависимости от условий его применения. Можно, например, вместо подзапертого

детектора и видеоусилителя применить другие сравнивающие схемы — блокинг-генераторы, кипп-реле, которые обеспечат более мощные и более стандартные выходные импульсы.

Описанная схема дискриминатора может работать не только в импульсном режиме, но и при непрерывных входных воздействиях, что позволяет применять ее в различных устройствах, например, для контроля, находится ли какая-то величина в заранее заданных пределах. Весьма перспективно применение такого дискриминатора там, где они нужны в большом количестве. В этом случае один вспомогательный генератор может питать большое количество контуров, что позволит еще больше упростить схему.

В заключение автор выражает благодарность Б. И. Краснову за помощь в экспериментальной проверке работоспособности дискриминатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полупроводниковые приборы и их применение (под ред. Я. А. Федотова), Изд. Советское радио, 1956, вып. 1.

Поступила в редакцию
19 XII 1959

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НАДЕЖНОСТЬ СИСТЕМЫ РАЗНЕСЕННОГО ПРИЕМА ДВУХ НЕРАВНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Б. Е. Кинбер, М. Ф. Бахарева

Расчету надежности системы разнесенного приема [1, 2, 3] тропосферных сигналов посвящен целый ряд исследований. Авторы их рассмотрели статистику некоррелированных и коррелированных сигналов при условии, что средние мощности в разных каналах равны.

Однако это условие практически не выполняется, так как приемники и антенны не идентичны.

В настоящей заметке получено распределение уровня в системе выбора из двух неравных коррелированных релеевских сигналов. Показано, что для большой надежности и не слишком большой корреляции эта система эквивалентна системе разнесенного приема двух равных некоррелированных сигналов с меньшей средней мощностью.

Надежность $P(E > E_0)$ системы сдвоенного приема, работающего по методу выбора наилучшего сигнала, равна

$$P(E > E_0) = 1 - \int_0^{E_0}\int W(E_1, E_2)\, dE_1\, dE_2, \tag{1}$$

где W — двумерная функция распределения.

Для неравных коррелированных релеевских сигналов функция W имеет вид

$$W(E_1, E_2) = \frac{E_1 E_2}{\sigma_1^2 \sigma_2^2 p'^2} I_0\left(\frac{p}{p'^2}\frac{E_1}{\sigma_1}\frac{E_2}{\sigma_2}\right) \exp\left(-\frac{E_1^2}{2\sigma_1^2 p'^2} - \frac{E_2^2}{2\sigma_2^2 p'^2}\right), \tag{2}$$

где $\sigma_i^2 = \dfrac{\overline{E_i^2}}{2}$, $i = 1, 2$, I_0 — функция Бесселя от мнимого аргумента, $p'^2 = 1 - p^2$, а величина p связана с коэффициентом корреляции R между сигналами соотношением [4]

$$R = 0{,}921p^2 + 0{,}0576p^4 + 0{,}0144p^6 + \ldots .$$

Разлагая $I_0(x)$ в ряд Тейлора

$$I_0(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(n!)^2}\left(\frac{x}{2}\right)^{2n}, \tag{3}$$

интегрируя уравнение (1) и используя (2), (3), получаем

$$P(E > E_0) = 1 - (1 - p^2)\left\{B_1'B_1'' + \frac{1}{4}(2p)^2 B_2'B_2'' + \frac{1}{64}(2p)^4 B_3'B_3'' + \ldots\right\}, \tag{4}$$

где

$$B_1' = 1 - e^{-A_1^2},\ B_1'' = 1 - e^{-A_2^2},$$

$$B_2' = B_1' - A_1^2 e^{-A_1^2},\ B_2'' = B_1'' - A_2^2 e^{-A_2^2},$$

$$B_3' = 2B_2' - A_1^4 e^{-A_1^2},\ B_3'' = 2B_2'' - A_2^4 e^{-A_2^2},$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$A_i^2 = \frac{\pi}{4}\frac{1}{1 - p^2}\left(\frac{E_0}{\overline{E_i}}\right)^2,\quad i = 1, 2. \tag{5}$$

Для больших надежностей $\left(\frac{E_0}{\bar{E}}\right)^2 \ll 1$ и малой корреляции R, т. е. при условии

$$\frac{1}{4}(2p)^2 A_1^2 A_2^2 \ll 1, \tag{6}$$

в сумме (4) можно пренебречь всеми членами, кроме первого. В результате, используя выражения (5) и (6), находим

$$P(E > E_0) = 1 - (1-p^2)\left[1 - e^{-\frac{\pi}{4}\frac{1}{1-p^2}\left(\frac{E_0}{\bar{E}_1}\right)^2}\right]\left[1 - e^{-\frac{\pi}{4}\frac{1}{1-p^2}\left(\frac{E_0}{\bar{E}_2}\right)^2}\right]. \tag{7}$$

Представим уравнение (7) в виде

$$P(E > E_0) = 1 - \left[1 - e^{-\left(\frac{E_0}{\tilde{E}}\right)^2}\right]^2, \tag{8}$$

Приравнивая уравнения (7) и (8), разлагая экспоненты в ряд и ограничиваясь первыми членами разложения, найдем, что

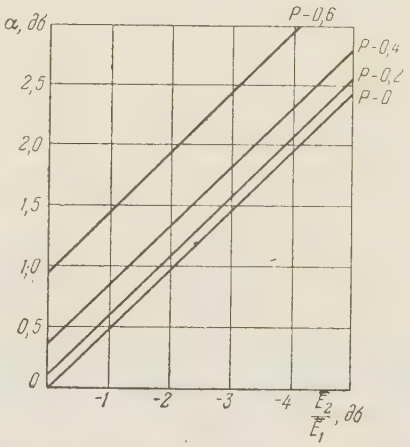
$$(\tilde{E})^2 = \bar{E}_1 \bar{E}_2 \sqrt{1-p^2}. \tag{9}$$

Итак, при выполнении условия (6) распределение неравных коррелированных сигналов можно представить в виде

$$P(E > E_0) = 1 - \left[1 - e^{-\frac{1}{\sqrt{1-p^2}}\frac{E_0^2}{\bar{E}_1 \bar{E}_2}}\right]^2, \tag{10}$$

т. е. в виде совместного распределения двух равных некоррелированных сигналов, средние мощности которых равны $\bar{E}_1\bar{E}_2\sqrt{1-p^2}$. На основании выражений (8) и (10) проигрыш α системы двух неравных коррелированных сигналов по сравнению с системой двух равных некоррелированных сигналов не зависит от надежности и равен

$$\alpha = \frac{\frac{E_0}{\tilde{E}}}{\frac{E_0}{\sqrt{\bar{E}_1\bar{E}_2}\sqrt[4]{1-p^2}}}. \tag{11}$$



На рисунке приведена зависимость α (*дб*) от отношения средних уровней $\bar{E}_2/\bar{E}_1$ (*дб*), построенная по формуле (11) для $p = 0$; 0,2; 0,4; 0,6 и $\tilde{E} = \bar{E}_1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Mack, Diversity reception in UNF long-range communication, Proc. I. R. E., 1955, **43**, 10, 1281.
2. H. Staras, Diversity reception with correlated signals, J. Appl. Phys., 1956, **27**, 1, 93.
3. D. G. Brennan, Linear diversity combining techniques, Proc. I. R. E., 1959, **47**, 6, 1075.
4. В. И. Бунимович, Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. Советское радио, 1951.

Поступило в редакцию
6 V 1960

НЕКОТОРЫЕ АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАУССОВСКОГО СЛУЧАЙНОГО ПРОЦЕССА

В. П. Яковлев

Пусть гауссовский стационарный случайный процесс $\xi(t)$ с дважды дифференцируемой функцией корреляции $R(\tau)$ и средним значением, равным нулю, поступает на вход порогового устройства, ограничивающего этот процесс снизу до уровня x_0 (рис. 1, *а*). На выходе устройства появляется последовательность импульсов (рис. 1, *б*), которую иногда — при больших уровнях ограничения — безоговорочно считают хаотической, или пуассоновской. Целью настоящей работы и является выяснение тех условий, при которых последовательность импульсов на выходе порогового устройства действительно будет хаотической при $x_0 \to \infty$.

Для решения этой задачи рассмотрим двумерную плотность вероятности $P(t_1, t_2, x_0, x_0)$ того, что в моменты t_1 и t_2 на выходе порогового устройства появляются импульсы. Очевидно, $P(t_1, t_2, x_0, x_0)$ совпадает с плотностью вероятности

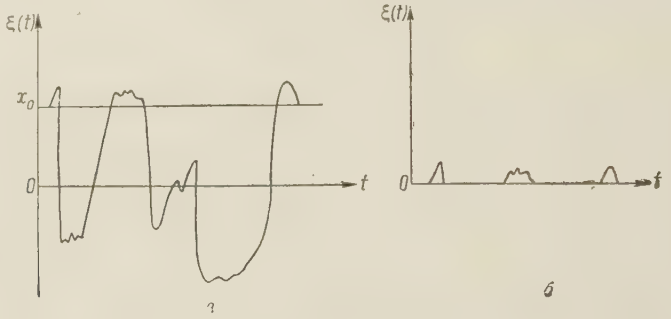


Рис. 1

пересечения случайным процессом $\xi(t)$ уровня x_0 в интервалах $(t_1, t_1 + \Delta t_1)$ и $(t_2, t_2 + \Delta t_2)$ с положительной производной, и может быть представлена в виде [1]

$$P(\tau, x_0)\,\Delta t_1 \Delta t_2 = \int_0^\infty \int_0^\infty W_4(x_0, y_1, x_0, y_2)\, y_1 y_2\, \partial y_1\, \partial y_2\, \Delta t_1 \Delta t_2, \tag{1}$$

где $\tau = |t_1 - t_2|$, а $W_4(x_1, y_1, x_2, y_2)$ — четырехмерная плотность вероятности того, что $x_1 \leqslant \xi(t_1) \leqslant x_1 + \Delta x_1$; $y_1 \leqslant \dot{\xi}(t_1) \leqslant y_1 + \Delta y_1$; $x_2 \leqslant \xi(t_2) \leqslant x_2 + \Delta x_2$; $y_2 \leqslant \dot{\xi}(t_2) \leqslant y_2 + \Delta y_2$, которая может быть записана в виде

$$W_4(x_1, y_1, x_2, y_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{\sqrt{D}} e^{-\frac{1}{2D} \sum_{i,k=1}^{4} D_{ik} z_i z_k},$$

причем $z_1 = x_1$, $z_2 = y_1$, $z_3 = x_2$, $z_4 = y_2$, D_{ik} — алгебраические дополнения, а D — определитель матрицы:

$$\|D\| = \begin{vmatrix} \sigma^2 & 0 & \sigma^2 R(\tau) & \sigma\sigma_1 R'(\tau) \\ 0 & \sigma_1^2 & -\sigma\sigma_1 R(\tau) & -\sigma^2 R''(\tau) \\ \sigma^2 R(\tau) & -\sigma\sigma_1 R'(\tau) & \sigma^2 & 0 \\ \sigma\sigma_1 R'(\tau) & -\sigma_1^2 R''(\tau) & 0 & \sigma_1^2 \end{vmatrix}.$$

Здесь σ^2 — дисперсия $\xi(t)$, а σ_1^2 — дисперсия гауссовского процесса $\dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt}$, равная [1]

$$\sigma_1^2 = \sigma^2 |R''(0)| = \sigma^2 \omega_1^2. \tag{2}$$

Если последовательность импульсов на выходе порогового устройства приближается при $x_0 \to \infty$ к пуассоновской, то функция $P(\tau, x_0)$ должна стремиться при

этом к произведению плотностей вероятности появления импульсов в моменты t_1 и t_2.

Плотность вероятности появления импульса на уровне x_0 в момент t не зависит от t и согласно [1] равна

$$P_1(x_0) = \frac{\omega_1}{2\pi} e^{-x_0^2/2\sigma^2}. \tag{3}$$

Задача состоит в том, чтобы исследовать поведение функции $P(\tau, x_0)$ при больших x_0 и выяснить условия, при выполнении которых имеет место предельный переход

$$\lim_{x_0\to\infty} \frac{P(\tau, x_0)}{[P(x_0)]^2} = 1. \tag{4}$$

Закон Пуассона полностью определяется единственным параметром n — средним числом импульсов в единицу времени, причем $0 < n < \infty$. Заметим, что при $x_0 \to \infty$ среднее число импульсов на выходе порогового устройства, равное $\frac{\sqrt{|R''(0)|}}{2\pi} e^{-x_0^2/2\sigma^2}$, будет стремится к нулю.

Для обеспечения конечности среднего числа импульсов в единицу времени можно, например, одновременно с увеличением x_0 «растягивать» масштаб по оси времени так, чтобы среднее число импульсов в единицу времени оставалось неизменным. Очевидно, коэффициент растяжения масштаба времени должен быть равен $\alpha = e^{x_0^2/2\sigma^2}$, т. е.

$$x_0/\sigma = \sqrt{2\ln\alpha}. \tag{5}$$

Среднее число импульсов на уровне x_0 будет при этом конечно и равно

$$P_1(x_0) = \frac{\omega_1}{2\pi}. \tag{6}$$

Таким образом, нам необходимо найти условия, при выполнении которых справедливо предельное соотношение

$$\lim_{x_0\to\infty} P[\alpha(x_0)\tau, x_0] = \left[\frac{\omega_1}{2\pi}\right]^2. \tag{7}$$

Будем предполагать, что функция корреляции, а также ее первая и вторая производные стремятся к нулю при увеличении аргумента. Тогда величины $R(\alpha\tau)$, $R'(\alpha\tau)$, $R''(\alpha\tau)$ при фиксированной величине $\tau > 0$ и при увеличении α (т. е., согласно (5), при увеличении x_0) будут стремиться к нулю.

В случае, когда $\xi(t)$ — дифференцируемый гауссовский процесс, можно с помощью несложных выкладок и систематического пренебрежения величинами $R(\alpha\tau)$, $R'(\alpha\tau)$, $R''(\alpha\tau)$ по сравнению с единицей, привести выражение (1) для $P(\tau, x_0)$ при достаточно больших x_0 к виду

$$P(\tau, x_0) = \left[\frac{\omega_1}{2\pi}\right]^2 e^{-m^2+n} I(-\sqrt{2}m), \tag{8}$$

где

$$I(g) = \int_0^\infty e^{-t^2/2} \operatorname{ch} gt \int_t^\infty e^{-\frac{z^2}{2}} (z^2 - t^2)\, dz\, dt, \tag{9}$$

$$m = \frac{x_0}{\sigma} R'(\alpha\tau), \quad n = \frac{x_0^2}{\sigma^2} R(\alpha\tau).$$

Из сравнения выражения (8) с (7) видно, что предельный переход (7) будет иметь место только в том случае, когда

$$\lim_{x_0\to\infty} e^{-m^2+n} I(-\sqrt{2}m) = 1. \tag{10}$$

Нетрудно проверить, что $I(0) = 1$. Поэтому если при $x_0 \to \infty$ справедливы предельные соотношения:

$$\begin{aligned} \lim_{x_0\to\infty} m &= \lim_{x_0\to\infty} \frac{x_0}{\sigma} R(\alpha\tau) = 0, \\ \lim_{x_0\to\infty} n &= \lim_{x_0\to\infty} \frac{x_0^2}{\sigma^2} R(\alpha\tau) = 0, \end{aligned} \tag{11}$$

то условие (10) выполняется:

$$\lim_{x_0\to\infty} e^{-m^2+n} I(-\sqrt{2}m) = I(0) = 1.$$

Учитывая формулу (5) и обозначая $\alpha\tau = z$, можно записать выражения (11) в виде

$$\lim_{|z|\to\infty} \sqrt{\ln|z|}\, R'(z) = 0, \quad \lim_{|z|\to\infty} \ln|z|\, R(z) = 0. \tag{12}$$

Таким образом, если функция корреляции процесса $\xi(t)$ убывает при $|z|\to\infty$ быстрее, чем $1/\ln|z|$, а ее первая производная — быстрее $1/\sqrt{\ln|z|}$, то процесс на выходе порогового устройства приближается при безграничном увеличении порога к пуассоновскому. В общем случае, если соотношения (12) не имеют места, можно поступить следующим образом.

Начертим график функции $n(m)$:

$$n = m^2 - \ln I(-\sqrt{2}m). \tag{13}$$

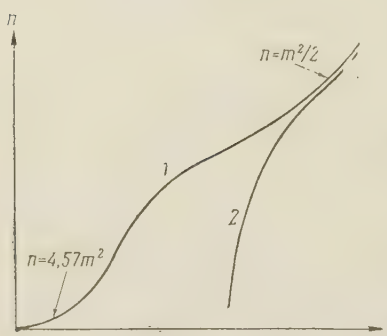


Рис. 2

Разложение в ряд при малых m дает

$$n \approx 4{,}57m^2,$$

а из асимптотической оценки при $m^2\to\infty$ получается

$$n \approx \frac{m^2}{2}.$$

Примерный ход зависимости (13) показан на рис. 2 (кривая *1*).

С другой стороны, если функция корреляции $R(z)$ процесса $\xi(t)$ задана и фиксировано некоторое число $\tau > 0$, то по формулам (9) можно получить $n(\alpha)$ и $m(\alpha)$. При изменении α это дает некоторую кривую на плоскости (n, m) (рис. 2, кривая *2*).

Процесс на выходе порогового устройства будет при $x_0\to\infty$ пуассоновским, если кривая *2* приближается при $x_0\to\infty$ как угодно близко к кривой *1*. Сами величины n и m могут при этом вообще не иметь пределов при $x_0\to\infty$.

Можно показать, что в случае монотонного убывания $R(z)$ при $|z|\to\infty$, условия (12) являются необходимыми и достаточными для того, чтобы предельный переход (7) имел место.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Бунимович, Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. Советское радио, 1951.

Поступило в редакцию
9 V 1960

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

С. И. Поздняк

ВВЕДЕНИЕ

Известно несколько методов определения электрических параметров (ε и σ) реальных сред на СВЧ [2, 3]. Один из радиотехнических методов измерения диэлектрической проницаемости ε на СВЧ непосредственно связан с особенностями отражения вертикально-поляризованной волны от диэлектрической среды и практически сводится

к нахождению угла Брюстера Θ_0. Известно, что при падении вертикально-поляризованной волны на поверхность среды под углом Θ_0 отражение ее практически отсутствует. Находя значение угла Θ_0, определяют однозначно ε по известной [1] формуле

$$\varepsilon \simeq \operatorname{ctg}^2 \Theta_0. \qquad (1)$$

Одним из существенных недостатков этого метода является его громоздкость; нахождение угла Θ_0 требует много времени. Кроме того, метод не позволяет определять проводимость среды σ.

Для ликвидации указанных недостатков, при сохранении однозначности в определении ε и σ при любом значении угла падения Θ, предлагается применять в качестве первоисточника (рис. 1) излучатель с круговой (или эллиптической) поляризацией.

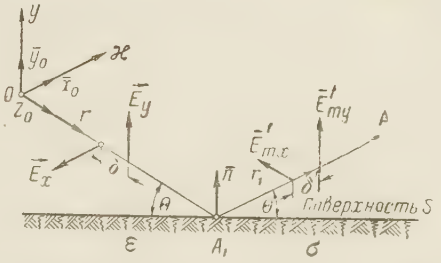


Рис. 1. Отражение волны с круговой поляризацией от поверхности s

На приемном участке, кроме приемной антенны, необходим анализатор вида поляризации волны.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

При облучении среды электромагнитной волной с круговой поляризацией воздействие среды сводится не только к поглощению и отражению волны, но и к изменению поляризационной структуры первичной волны. Это явление * принято называть деполяризацией, а саму среду — деполяризирующей. Степень деполяризации волны, как правило, зависит от угла облучения Θ, электрических параметров среды ε и σ и, в общем случае, длины волны λ.

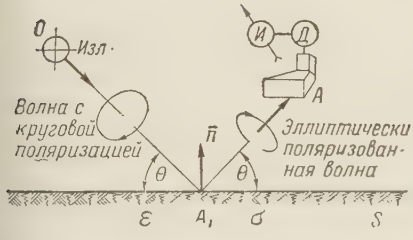


Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки:

Изл — направленный излучатель с круговой поляризацией; *А* — приемная антенна с анализатором поляризации; *Д* — детектор.; *И* — индикатор

При облучении среды линейно-поляризованной волной явление деполяризации за счет Θ, ε и σ отсутствует **.

Для уяснения сущности метода и получения необходимых расчетных соотношений рассмотрим конкретный пример.

Пусть на гладкую поверхность s (рис. 1), обладающую электрическими параметрами ε и σ, под произвольным углом Θ падает плоская электромагнитная волна с круговой поляризацией. Поле этой волны можно представить в виде двух взаимно-ортогональных составляющих с равными амплитудами и сдвигом фаз между ними $\delta = \pm \pi/2$, т. е.

$$\dot{\vec{E}} = (\vec{E}_x + \vec{E}_y e^{i\delta})\, e^{i(\omega t - \beta r)} = \varepsilon_{m0}\, (\vec{x}_0 + \vec{y}_0 e^{i\delta}) e^{i(\omega t + \beta r)}. \qquad (2)$$

Выражение для поля волны, отраженной от поверхности s под углом $\Theta' = \Theta$, можно представить в виде

$$\vec{E}' = C_1 \varepsilon_{m0}\, (\dot{F}_\Gamma \vec{x}_0 + \dot{F}_\text{в} \vec{y}_0 e^{i\delta})\, e^{i(\omega t - \beta r)}, \qquad (3)$$

где C_1 — коэффициент пропорциональности, зависящей от формы и размеров поверхности s; ε_{m0} — амплитуда поля; $\dot{F}_\Gamma = |\dot{F}_\Gamma|\, e^{i\alpha_\Gamma}$, $\dot{F}_\text{в} = |\dot{F}_\text{в}|\, e^{i\alpha_\text{в}}$ — комплексные коэффициенты отражения, определяемые по формулам Френеля [1]; $\beta = 2\pi/\lambda$ — фазовая распространения в свободном пространстве; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота.

Учитывая выражение (3), можно записать формулу для коэффициента поляриза-

* Явление изменения поляризационной структуры падающей волны за счет влияния внешней среды.

** Деполяризация линейно-поляризованной волны может возникать из-за малых по сравнению с λ неровностей облучаемой поверхности.

ции отраженной волны в виде

$$\dot{p}' = \frac{E'_{my}}{E'_{mx}} e^{i\delta'} = p' e^{i\delta'}, \tag{4}$$

где $p' = E'_{my}/E'_{mx}$ — коэффициент поляризации отраженной волны; $\delta' = \alpha_в - \alpha_г + \delta$ — общий фазовый сдвиг между ортогональными составляющими поля отраженной волны.

Найдем выражение для комплексной диэлектрической проницаемости среды $\dot{\varepsilon}$ через величины $\dot{p}'$ и Θ. Воспользовавшись выражениями для $\dot{F}_г$ и $\dot{F}_в$ [1], формулу (4) можно записать в виде

$$\dot{p}' = \frac{(\sin\Theta + \sqrt{\dot{\varepsilon} - \cos^2\Theta})(\dot{\varepsilon}\sin\Theta - \sqrt{\dot{\varepsilon} - \cos^2\Theta})}{(\sin\Theta - \sqrt{\dot{\varepsilon} - \cos^2\Theta})(\dot{\varepsilon}\sin\Theta + \sqrt{\dot{\varepsilon} - \cos^2\Theta})}. \tag{5}$$

Обозначив

$$\sqrt{\dot{\varepsilon} - \cos^2\Theta} = A, \tag{6}$$

после простых преобразований найдем

$$\dot{p}' = \frac{\cos^2\Theta - A\sin\Theta}{\cos^2\Theta + A\sin\Theta}. \tag{7}$$

Решая выражение (7) относительно A, получим

$$A = \operatorname{ctg}\Theta\cos\Theta\left(\frac{1-\dot{p}'}{1+\dot{p}'}\right). \tag{8}$$

Окончательное выражение для комплексной диэлектрической проницаемости среды приобретает вид

$$\dot{\varepsilon} = \operatorname{ctg}^2\Theta\,\frac{1 + (\dot{p}')^2 - 2\dot{p}'\cos 2\Theta}{(1+\dot{p}')^2}. \tag{9}$$

Формула (9)* позволяет определить электрические параметры самых различных сред по измеренным значениям модуля и фазы коэффициента поляризации отраженной волны.

В самом общем случае, когда падающая волна имеет эллиптическую поляризацию, формула (9) запишется как

$$\dot{\varepsilon} = \operatorname{ctg}^2\Theta\,\frac{1 + \dot{p}_0^2 - 2\dot{p}_0\cos 2\Theta}{(1+\dot{p}_0)^2}, \tag{10}$$

где $\dot{p}_0 = \dot{p}'/\dot{p}$, $\dot{p}$ — коэффициент поляризации падающей волны.

Учитывая известное выражение для комплексной диэлектрической проницаемости среды

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon - i60\lambda\sigma \tag{11}$$

(λ выражено в метрах, а σ в *мо/м*) и вводя обозначение

$$\frac{1 + \dot{p}_0^2 - 2\dot{p}_0\cos 2\Theta}{(1+\dot{p}_0)^2} = \dot{q}, \tag{12}$$

найдем

$$\varepsilon = \operatorname{ctg}^2\Theta\,\operatorname{Re}(\dot{q}) \tag{13}$$

и

$$\sigma = \frac{1}{60\lambda}\operatorname{ctg}^2\Theta\,\operatorname{Im}(\dot{q}). \tag{14}$$

Часто на практике измерение фазового угла δ' требует определенных усложнений в анализирующей аппаратуре. В связи с этим целесообразно вначале измерить угол ориентации поляризованного эллипса ϑ, а затем определить δ' по известной

* Напомним, что формула справедлива для случая, когда излучаемая волна имеет круговую поляризацию.

формуле пересчета:

$$\delta' = \arccos\left(\frac{1-|\dot{p}_0^2|}{2|\dot{p}_0|}\operatorname{tg} 2\vartheta\right). \tag{15}$$

Другая запись для $\dot{q}$, выраженная через коэффициент эллиптичности K и угол ϑ, имеет вид

$$\dot{q} = \frac{1-K}{1+K} e^{-i2\vartheta}. \tag{16}$$

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Источник волны с круговой поляризацией (рис. 2) направляется к поверхности среды под некоторым оптимальным углом $\Theta_{опт}$ *. Установленный угол фиксируют. Приемную антену устанавливают в направлении зеркального отражения падающей волны $\Theta = \Theta_{опт}$. Приемная антенна должна принимать волну с любой поляризацией и при помощи анализатора вида поляризации измерять ее поляризационные параметры p_0, K и ϑ или δ'. Далее измеряется амплитуда вертикальной и горизонтальной составляющих поля отраженной волны (либо $E_{мин}$ и $E_{макс}$) и вычисляется p_0 или K. Определяется угол ϑ и рассчитывается по (15) δ'. По найденным значениям p_0 и δ', либо по K и ϑ при помощи выражений (13) и (14) (с учетом Θ и λ) рассчитывают ε и σ.

Для повышения точности измерений необходимо: а) применять антенны по возможности с более узкой диаграммой направленности; б) поверхность исследуемой среды должна быть гладкой**,чтобы исключить деполяризацию отраженной волны из-за неровностей поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные расчетные соотношения (9) — (14) позволяют определять электрические параметры ε и σ различных сред.

1. Для повышения точности измерений электрических параметров среды ε и σ нужно вести их в миллиметровом диапазоне волн, что одновременно обеспечивает и более узкую диаграмму направленности при тех же размерах антенны, и повышение точности измерений.

2. В качестве излучателя с вращающейся поляризацией (круговой или эллиптической) целесообразно пользоваться антенной, поляризующим элементом которой является турникетное соединение (переход).

Анализирующая аппаратура может быть самой разнообразной. Однако и в этом случае предпочтение нужно отдать анализатору вида поляризации турникетного типа [4].

3. Выражение для $\dot{q}$ (16) напоминает известное соотношение из теории длинных линий между коэффициентом отражения в линии и ее полным сопротивлением. Это обстоятельство позволяет использовать круговую диаграмму для представления эллиптически-поляризованных волн в плоскости $\dot{q}$, находить по ней $\mathrm{Re}\,(\dot{q})$ и $\mathrm{Im}\,(\dot{q})$ и, в конечном итоге, определять ε и σ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Введенский, А. Г. Аренберг, Распространение ультракоротких волн, Изд. Советское радио, 1948.
2. Техника измерений на сантиметровых волнах, Изд. Советское радио, II ,1949.
3. Г. А. Ремез, Курс радиотехнических измерений, Связьтехиздат, 1955.
4. P. I. Allen, R. D. Tompkins, An instantaneous microwave polarimeter, Proc. I. R. E. 1959, 47, 7, 121.

Поступило в редакцию
9 XI 1959

* Угол, при котором влияние прямого луча и боковых лепестков на приемную антенну минимально.

** Размеры и радиусы кривизны поверхности среды должны быть в 2—5 раз больше длины волны.

К ТЕОРИИ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ

В. Н. Шевчик, Д. И. Трубецков

В лампах обратной волны, использующих знакопеременную электростатическую фокусировку электронного луча, невозмущенное движение электронов является неравномерным, вследствие чего условие синхронизма между потоком электронов и электромагнитной волной периодически нарушается. Неочевидной поэтому становится возможность применения развитых в настоящее время теорий ЛОВ к лампам с такой фокусировкой электронного луча. Так как анализа подобных систем в настоящее время не имеется (за исключением высказанных в работе [3] качественных соображений), в данном сообщении изложена попытка построить линейную теорию ЛОВ со знакопеременной электростатической фокусировкой потока электронов. Анализ процессов, протекающих в системе, представлялось целесообразным проводить в приближении заданного поля, так как этот упрощенный метод зарекомендовал себя с хорошей стороны в применении к теории ЛОВ [1].

Уравнение движения электронов в рассматриваемой системе можно упрощенно представить в следующем виде:

$$\ddot{x} = \eta \Delta V_0 \Omega e^{j\Omega x} + \frac{1}{j}\,\eta E_1 e^{j(\omega t - \beta x)}. \tag{1}$$

Соотношение (1) справедливо для тонкого слоя электронов, «стелющегося» по поверхности замедляющей структуры. Для учета ослабления поля периодической замедляющей структуры при удалении от ее поверхности в первое слагаемое правой части уравнения движения электронов (1) необходимо ввести коэффициент, вид которого определяется геометрией замедляющей структуры и конфигурацией пучка электронов. Однако введение подобной поправки не изменит окончательных выводов теории, почему в дальнейшем всюду рассматривается уравнение (1).

В уравнении движения первое слагаемое правой части описывает действие, оказываемое на поток электронов периодическим фокусирующим электрическим полем; последнее определяется разностью потенциалов $2\Delta V_0$ между соседними ячейками периодической замедляющей структуры. Второе слагаемое характеризует действие поля бегущей волны фазовой скорости $v_\Phi = \omega/\beta$; $\Omega = 2\pi/a$; a — шаг замедляющей системы.

Решение (1) будем проводить методом последовательных приближений. Полагая ΔV_0 и E_1 малыми величинами, зададим нулевое приближение в виде $x = v_0\,(t - t_1)$. При этом интегрирование уравнения (1) можно свести к интегрированию двух уравнений:

$$\ddot{\bar{x}} = \eta \Delta V_0 \Omega e^{j\Omega v_0 (t - t_1)} \tag{2}$$

$$\ddot{\tilde{x}} = \frac{1}{j}\,\eta E_1 e^{j\omega\rho(t - t_1)} e^{j\omega t_1}. \tag{3}$$

Начнем с решения «невозмущенного» уравнения движения (2). Интегрируя его при начальных условиях $t = t_1$; $\dot{\bar{x}} = v_0$; $\bar{x} = 0$, получим для скорости и невозмущенного относительного угла пролета электронов

$$\dot{\bar{x}} = v_0 \left\{1 - \frac{\Delta V_0}{2jV_0}\left[1 - e^{j\Omega v_0 (t - t_1)}\right]\right\}, \tag{4}$$

$$\Phi_0 = \frac{\omega\rho\bar{x}}{v_0}\left[1 + \frac{\Delta V_0}{2V_0}\,\frac{1}{\Omega\bar{x}}\,(e^{j\Omega\bar{x}} - j\Omega\bar{x} - 1)\right], \tag{5}$$

причем

$$\mathrm{Re}\,[\Phi_0] = \frac{\omega\rho\bar{x}}{v_0}\left[1 - \frac{\Delta V_0}{V_0}\,\frac{\sin^2\dfrac{\Omega\bar{x}}{2}}{\Omega\bar{x}}\right], \tag{6}$$

где $\rho = 1 - \dfrac{v_0}{v_\Phi}$; $v_0 = \sqrt{2\dfrac{e}{m}V_0}$; V_0 — среднее значение ускоряющего потенциала.

Решение уравнения (3) проведено ранее в работе [1]. Это позволяет для возмущенного относительного угла пролета написать

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{\mu}{j}\left[e^{j\Phi_0} - j\Phi_0 - 1\right] e^{j\omega t_1}, \tag{7}$$

где $\mu = E_1 l / 2V_0\Phi_0$; l — длина пространства взаимодействия, а Φ_0 определяется соотношением (5). Из закона сохранения заряда, используя выражение (7), находим

сгруппированный ток (в предположении $\mu / \rho \ll 1$);

$$i = I_0 \left\{ 1 - \frac{\mu}{\rho} \left[e^{j\Phi_0} - i\Phi_0 - 1 \right] e^{j\omega t_1} \right\}. \tag{8}$$

Среднюю за период мощность взаимодействия потока электронов, сгруппированного в волне, с полем этой волны можно рассчитать как

$$P_e = \frac{1}{2} \int_0^l i E^* dx; \tag{9}$$

E^* — комплексно-сопряженная величина поля. Переходя в выражении (9) от интегрирования по x к интегрированию по Φ_0 и учитывая, что

$$dx = \frac{v_0}{\omega\rho} \left[1 - j \frac{\Delta V_0}{V_0} (e^{i\Omega x} - 1) \right] d\Phi_0 \tag{10}$$

и

$$E^* = -\frac{1}{j} E_1 e^{-j(\omega t_1 + \Phi_0)} \left[1 - j \frac{\omega x}{v_\Phi} \frac{\Delta V_0}{2V_0} \frac{1}{\Omega x} (e^{j\Omega x} - j\Omega x - 1) \right], \tag{11}$$

с использованием уравнения (8) найдем для активной и реактивной составляющих мощности взаимодействия

$$P_{ea} = P_0 \frac{\xi^2 \Phi_0}{4} \left[\frac{2(1 - \cos\Phi_0) - \Phi_0 \sin\Phi_0}{\Phi_0^3} \right] \left[1 - \frac{\Delta V_0}{V_0} \frac{\sin^2 \frac{\Omega l}{2}}{\Omega l} \right], \tag{12}$$

$$P_{er} = P_0 \frac{\xi^2 \Phi_0}{4} \left[\frac{2\sin\Phi_0 - \Phi_0 (1 + \cos\Phi_0)}{\Phi_0^3} \right] \left[1 - \frac{\Delta V_0}{V_0} \frac{\sin^2 \frac{\Omega l}{2}}{\Omega l} \right]. \tag{13}$$

Соотношения (12) и (13) позволяют определить поле E_2 волны, наведенной в замедляющей линии пучком электронов, сгруппированным в поле E_1 волны.

Если K — сопротивление связи замедляющей системы, то для стационарного режима закон сохранения энергии можно представить в виде [2]

$$P_{ea} = \frac{E_1^2}{2\beta^2 K} - \frac{(E_1 + E_2)^2}{2\beta^2 K}, \tag{14}$$

$$P_{er} = 0. \tag{15}$$

Из условия (15), используя (13), находим значения относительного угла пролета, соответствующие возбуждению ЛОВ:

$$\Phi_0 = -\pi; \; -3\pi; \ldots . \tag{16}$$

Соотношение (14) позволяет определить стартовый ток ЛОВ для наиболее интересного режима $\Phi_0 = -\pi$, при условии, что для $x = l$ $E_1 + E_2 = 0$;

$$I_{ст} = \frac{V_0}{8KN^3} \left[1 + \frac{\Delta V_0}{V_0} \frac{\sin^2 \frac{\Omega l}{2}}{\Omega l} \right]. \tag{17}$$

Формулы (16) и (17) позволяют рассчитать условия самовозбуждения ЛОВ с периодической электростатической фокусировкой потока электронов.

Интересно оценить величину поправки к выражению для стартового тока, связанную с наличием фокусирующего напряжения $2\Delta V_0$ и определяемую вторым слагаемым выражения (17) в квадратной скобке.

Если соотношение (17) экстраполировать на случай достаточно больших ΔV_0, можно воспользоваться экспериментальными данными работы [4]. В наших обозначениях $2\Delta V_0 = 480 в$; $V_0 = 480$ $в$; $\Omega l = 377$; полагая далее, что

$$\sin \frac{\Omega l}{2} = 1,$$

находим максимальное значение поправки, равное 1/754, что составляет около 0,15%.

Если, принимая во внимание результаты численной оценки, положить

$$\left(1 - \frac{M_0}{V_0}\,\frac{\sin^2\frac{\Omega l}{v}}{\frac{\Omega l}{v}}\right) \approx 1,$$

то стартовые условия (16) и (17) переходят в соответствующие выражения работы [1].

Таким образом, можно сделать вывод, что периодическое изменение скорости электронов не оказывает существенного влияния на работу ЛОВ с периодической фокусировкой электронного луча.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Шевчик, Основы электроники СВЧ, Изд. Советское радио, 1959.
2. В. Н. Шевчик, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 1, 147.
3. Ю. Б. Самородов, И. П. Ни, Сб. Электроника, 1958, 3, 69.
4. Бифилярная спираль для генераторных ламп с обратной волной, Вестн. информаций, 1954, 22.

Поступило в редакцию
16 XI 1959

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВОЛНОВЫХ СИСТЕМАХ С ДЛИННЫМИ ПОТОКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

Д. К. Акулина, С. А. Ахманов, С. Д. Гвоздовер, А. С. Горшков, Н. Т. Трофименко

Явление параметрической регенерации, впервые исследованное Л. И. Мандельштамом и его учениками [1] в системах с сосредоточенными постоянными, может иметь место и в волновых системах [2]. Значительный интерес, проявляемый в последнее время к волновым системам с модулируемыми параметрами, объясняется открывающимися перспективами создания весьма широкополосных, простых в перестройке, однонаправленных и стабильных усилителей и преобразователей частоты; в принципе представляется возможным получение в волновых системах таких же шумовых ха-

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки:

1 — блок питания ЛБВ; *2* — 1-я спираль; *3* — 2-я спираль; *4* — модулятор генератора накачки; *5* — измеритель мощности; *6* — генератор накачки; *7* — развязывающий аттенюатор; *8* — контрольный детектор; *9* — генератор стандартных сигналов; *10* — фильтр; *11* — измеритель мощности; *12* — приемник

рактеристик, как и в контурных параметрических усилителях (разумеется, при условии использования тех же управляемых реактивных элементов).

Одним из возможных вариантов волновых систем с модулируемыми параметрами являются волновые системы с длинными потоками электронов. Во-первых, свободно дрейфующий поток электронов является своеобразной линией передачи; модуляция плотности тока сильным сигналом накачки в известной мере аналогична модуляции распределенных параметров линии передачи [3, 4].

Другим примером волноводной системы, в которой модуляция плотности пучка электронов может привести к параметрическим эффектам, является система, состоящая из пучка электронов, связанного с замедляющей системой.

Следует отметить, что волновые системы с длинными потоками электронов являются в настоящее время одним из наиболее подходящих объектов для изучения параметрических явлений в волновых системах, поскольку создание чисто распределенных волновых систем с полупроводниками и ферритами затруднительно.

В настоящем сообщении кратко изложены результаты экспериментальной работы по исследованию параметрического усиления и преобразования частоты в волновых системах с длинными пучками электронов, в которых используется продольное взаимодействие электронов с высокочастотными полями. (См. также [5, 6].) Эксперименты были проделаны в сантиметровом (частоты сигнала $f_c \simeq 3000$—3500 *Мгц*, частота накачки $f_н \simeq 6000$ *Мгц*) и дециметровом ($f_c \simeq 1000$—1800 *Мгц*, $f_н \simeq 2000$—3500 *Мгц*) диапазонах. В изготовленных нами экспериментальных приборах накачка и сигнал вводились в пучок электронов при помощи отрезков спиральных линий. Общий пучок электронов проходил сначала первую спираль, в которой модулировался накачкой (введение накачки на волнах пространственного заряда), а затем поступал во вторую часть лампы, где взаимодействовал с сигналом. Взаимодействие осуществлялось либо в трубке дрейфа (для подачи и съема сигнала использовались небольшие отрезки спиральных линий), либо в спиральной линии. Мощность накачки на входе и выходе первой спирали контролировалась; предусматривались меры для фильтрации накачки на индикаторном устройстве. Блок-схема установки показана на рис. 1.

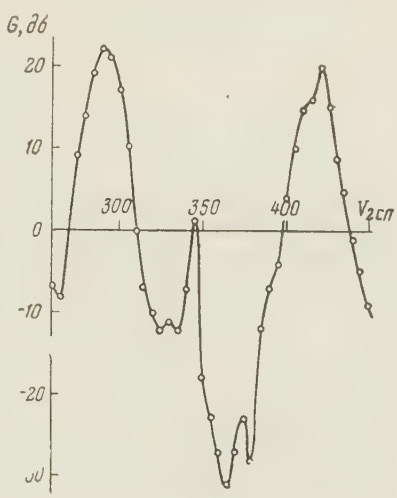


Рис. 2. Зависимость величины параметрического усиления G от напряжения 2-й спирали. $V_{1сп} = 780$ *в*, $I_0 = 450$ *мка*.

Параметрическое усиление отчетливо наблюдалось в системах обоих типов при мощностях накачки, изменившихся в пределах 200 *мкт* — 1 *вт*. Общим для систем указанных типов является весьма широкополосный характер параметрического усиления. Так, в дециметровом диапазоне полоса усиления составляла ~ 500—600 *Мгц*; коэффициент усиления мало изменялся при изменении частоты накачки в широких пределах (~ 200—300 *Мгц*). Спектр частот в системе определялся соотношением частот сигнала f_c и накачки $f_н$. При $f_c = f_н/2$ в пучке появлялся сигнал разностной частоты $f_р = f_н - f_c$, амплитуда которого на выходе для исследованных нами режимов имела тот же порядок, что и амплитуда сигнала; в тех случаях, когда частота $f_р - f_c$ попадала в полосу индикаторного устройства, наблюдались характерные биения, аналогичные таковым для одноконтурного параметрического усилителя. Было обнаружено, что спектр частот в исследованных системах не ограничивается частотами $f_н$, f_c и $f_р$. Нами отчетливо наблюдались, особенно в системах с дрейфом, суммарные частоты вида $f_н + f_c$ и $f_н + f_р$. Предварительное исследование зависимости интенсивности суммарных частот от режима (напряжения пучка тока пучка) показало, что увеличение интенсивности суммарных частот сопровождается уменьшением усиления сигнала и наоборот.

В системах с трубкой дрейфа параметрическое взаимодействие является взаимодействием волн пространственного заряда, возбужденных накачкой и сигналом. Хотя в экспериментах мы не принимали специальных мер для «чистого» введения накачки только на быстрой или только на медленной волне пространственного заряда, тем не менее, меняя длину модулирующей спирали, напряжение на ней и мощность накачки, можно было добиться преобладания одной из этих волн [7]. Параметрическое усиление имело место для обеих волн пространственного заряда. Величина коэффициента усиления на плазменную длину волны для пучка с $\gamma a \simeq 0{,}9$ составляла ~ 9—10 *дб*. В трубке дрейфа заданной длины величина параметрического усиления возрастала с уменьшением разгонного напряжения; в дециметровом диапазоне в лампах указанного типа были получены реальные усиления ~ 20 *дб* при общей длине пространства взаимодействия 9,5 *см*.

В системах, где промодулированный накачкой пучок электронов дрейфовал внутри спиральной линии, к которой подводился сигнал, области параметрического усиления в зависимости от потенциала спирали располагались симметрично относительно области ЛБВ взаимодействия. При напряжениях же, соответствующих режиму ЛБВ-взаимодействия, наблюдается, наоборот, существенное уменьшение коэффициента

усиления ЛБВ в присутствии накачки (см. рис. 2). На графике линии $G = 0$ соответствует отсутствию накачки. Напряжение $V_{вз} = 380$ *в* соответствует ЛБВ-взаимодействию.

Наблюдаемые явления свидетельствуют о том, что наличие спиральной линии существенно меняет характер параметрического взаимодействия для напряжений луча, близких к потенциалу ЛБВ-взаимодействия; в частности, существенную роль здесь играет, по-видимому, взаимодействие волн спирали с быстрой и медленной волнами пространственного заряда, возбуждаемыми накачкой. Реальное параметрическое усиление, полученное при помощи испытанных ламп, составляло ~ 20—22 *дб* (при длине второй спирали ~ 21 *см*) и имело место при таких напряжениях на второй спирали, при которых в отсутствие накачки затухание в лампе было порядка холодного, или даже превышало последнее на 8—9 *дб*. Исследование зависимости коэффициента параметрического усиления $K_п$ от мощности накачки $P_н$ показало, что $K_п$ немонотонно возрастает при возрастании $P_н$. При изменении $P_н$ в пределах 200 *мквт*—1 *вт* $K_п$ проходит через ряд максимумов *; величина максимумов медленно возрастает с ростом $P_н$.

Появление и усиление в параметрически возбуждаемом электронном пучке разностной частоты может быть использовано для создания эффективных СВЧ-смесителей. В режимах, соответствующих максимальному параметрическому усилению, преобразование частоты сопровождается усилением. Эксперименты по преобразованию частоты были также проделаны нами на двухспиральных ЛБВ. При этом, если частоты входного сигнала $f_с$ и гетеродина $f_г$ (накачки) мало отличались друг от друга, в качестве смесителя использовалась первая часть лампы, а вторая была фильтром — усилителем, настроенным на разностную частоту $f_р$; если же $f_р$ была $\sim f_с$, то использовалась та же схема, что и при наблюдении параметрического усиления на частоте $f_с$.

В смесителях первого типа при частоте сигнала $f_с \simeq 3000$ *Мгц* и частоте гетеродина $f_г \simeq 4000$ *Мгц* было получено усиление при преобразовании $K_{пр} \simeq 22$ *дб*. Это усиление слагается из параметрического усиления в первой спирали и обычного ЛБВ-усиления в фильтре. В наших лампах усиление за счет параметрических эффектов было ~ 6—8 *дб*; естественно, что эта величина может меняться в зависимости от требований к смесителю. Важно подчеркнуть, что смешение частот в режимах, оптимальных для параметрического взаимодействия, оказывается гораздо более эффективным, чем в области ЛБВ-взаимодействия.

На основе описанного смесителя нами был осуществлен регенеративный делитель частоты в 3 и 4 раза. Частота входного сигнала составляла 4020 *Мгц*. Делитель устойчиво работал в полосе частот входного сигнала ~ 20—30 *Мгц* при фиксированных значениях всех параметров. Минимальная мощность входного сигнала, необходимая для устойчивой работы, составляла 10 *мквт*; при этом выходная мощность на поделенной частоте была ~ 200—300 *мвт*.

Значительный интерес представляют параметрические явления при низкочастотной накачке; особого внимания заслуживает то обстоятельство, что пучок электронов является «линией передачи без потерь». Предварительные эксперименты в дециметровом диапазоне длин волн показали, что параметрическое усиление в спиральной линии, пронизываемой длинным пучком электронов, имеет место и при низкочастотной накачке. Так, для частоты сигнала $f_с = 1500$ *Мгц* отчетливо наблюдалось параметрическое усиление, когда частота генератора накачки составляла $f_н \simeq 600$—1000 *Мгц*. В системе длиной 36 замедленных длин волн реальный коэффициент параметрического усиления при мощности накачки ~ 100 *мвт* составлял 6—7 *дб*. Для соотношения частот $f_с = {}^3/_2 f_н$ наблюдались характерные биения, аналогичные биениям вблизи «основного» параметрического резонанса $f_с = f_н/2$. Механизм усиления при низкочастотной накачке, по-видимому, довольно сложен; наряду с возможной ролью высших параметрических резонансов существенным может быть также умножение частоты накачки в пучке электронов и параметрическое взаимодействие получающихся таким образом гармоник с сигналом.

Резюмируя вышеизложенное, можно сказать следующее. Параметрическое усиление в волновых системах с пучками электронов носит широкополосный характер; при мощностях накачки ~ 10—100 *мвт* в системах, длина которых не превышает размеры обычных ЛБВ, может быть получено реальное усиление ~ 20 *дб* и более. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов [3], [8] показывает, что теория далеко не полностью объясняет наблюдаемые явления. Во-первых, неправильным является, по-видимому, игнорирование при расчетах комбинационных частот; непонятными с точки зрения указанных работ являются такие явления как подавление сигнала накачкой в области ЛБВ-взаимодействия, немонотонная зависимость коэффициента параметрического усиления от мощности накачки, явления при низко-

* Это обстоятельство может быть использовано для снижения флуктуаций коэффициента усиления, связанных с флуктуациями мощности накачки.

частотной накачке. С другой стороны, ряд экспериментальных фактов качественно согласуется с теорией; можно упомянуть, например, полосовые свойства исследованных систем (см. [8]), зависимость коэффициента параметрического усиления от напряжения пучка для системы пучок — замедляющая линия [3]. В исследованных нами системах не было принято специальных мер для отбора энергии шумов; минимальный коэффициент шума исследованных систем был на уровне шумов соответствующих ЛБВ.

Следует подчеркнуть, однако, что даже в существующем виде волновые электронные параметрические системы могут представлять несомненный интерес с точки зрения широкополосного смешения и деления частоты; некоторые примеры этого были приведены выше.

Авторы приносят благодарность А. С. Тагеру за обсуждение результатов, а также В. Г. Дмитриеву и А. А. Овсянникову за помощь в проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Мандельштам, Труды, II Изд. АН СССР, 1947, стр. 140; С. М. Рытов, М. Дивильковский, ЖТФ, 1936, **6**, 3, 494.
2. P. K. Tien, J. Appl. Phys., 1958, **29**, 9, 1347.
3. W. Loisell, C. Quate, Proc. I. R. E., 1958, **46**, 4, 706.
4. A. Ashkin, J. Appl. Phys., 1958, **29**, 12, 1646.
5. Д. К. Акулина, С. А. Ахманов, А. С. Горшков, И. Т. Трофименко, Параметрическая регенерация в спиральной линии, пронизываемой длинным электронным пучком, Докл. на III Всесоюзной конференции МВО по радиоэлектронике, г. Киев, январь 1959 (тезисы).
6. С. А. Ахманов, А. С. Горшков, И. Т. Трофименко, А. К. Романюк, Исследование деления частоты в ЛБВ с разделенными спиралями, Отчет Физического ф-та МГУ, февраль 1959.
7. В. П. Тычинский, Радиотехника и электроника, 1958, **3**, 9, 1182.
8. Ю. Loisell, J. Electronics and Control, 1959, **6**, 1, 1.

Физический факультет
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова
Кафедра радиотехники

Поступило в редакцию
30 X 1959
После переработки
5 V 1960

ТЕХНОЛОГИЯ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ И ОДНОКАСКАДНЫХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ С ПОЛУПРОЗРАЧНЫМ МНОГОЩЕЛОЧНЫМ КАТОДОМ *

Л. В. Конончук

Многощелочный катод в настоящее время широко применяется в различных фотоэлектрических приемниках.

Технология, используемая в настоящее время для получения полупрозрачного многощелочного катода в фотоэлементах и однокаскадных фотоэлектронных умножителях, обеспечивает получение катода в этих изделиях чувствительностью от 100 до 190 *мка/лм*, с характеристиками, соответствующими литературным данным [1, 2, 3]. При изготовлении катода по этой технологии все три щелочных металла вводятся в обрабатываемый объем через один штенгель. Металлы калий и натрий получают при помощи генератора колебаний высокой частоты в одной ампуле из таблеток **, изготовленных из смеси соответствующих хроматов и восстановителя титана. При изготовлении катода употребляют металлический цезий, предварительно полученный под вакуумом в специальной ампуле с тонкой стеклянной пленкой. Для напайки ампулы с таблетками из смеси хроматов калия, натрия и восстановителя и ампулы с металлическим цезием употребляется тройник. Способ напайки фотоэлемента или однокаскадного умножителя на откачной пост показан на рисунке.

Технология изготовления полупрозрачного многощелочного катода состоит из следующих операций.

1. Производится обезгаживание стекла при температуре в печи обезгаживания $T = 380 - 395°$ С в течение 30 *мин*. Выше 380—395° С температуру обезгаживания поднимать нельзя, так как металлический цезий в ампуле начинает соединяться со стеклом ампулы.

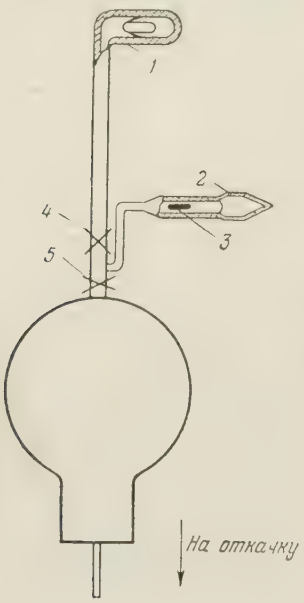
---

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, октябрь 1959 г.

** Таблетки для получения металлов калия и натрия изготовлены Т. Н. Сидельковской.

2. В одной ампуле получают щелочные металлы калий и натрий при помощи нагрева токами высокой частоты.

Получение металлов производится до напыления слоя сурьмы, чтобы избежать возможного повреждения тонкого слоя сурьмы газами, выделяющимися из таблеток при их нагревании. Количество смеси хроматов калия, натрия и восстановителя, а также соотношение между хроматом калия и хроматом натрия в смеси подбирались экспериментально для обрабатываемых объемов и площадей катода. Обработка изделий на откачном посту показала, что возможно применение таких таблеток, в которых отношение хромата калия к хромату натрия было бы равно 1:2; 1 : 1,75; 1 : 1,5; 1 : 1,25.



Напайка фотоэлемента на откачной пост:

1 — ампула со смесью солей калия, натрия и восстановителя; *2* — ампула с предварительно полученным металлическим цезием; *3* — боек; *4* — место отпайки ампулы со смесью солей, *5* — место отпайки вилки

При применении таблеток с любыми указанными соотношениями в смеси получаются катоды, обладающие чувствительностью одного порядка. Но поскольку было замечено, что при употреблении таблеток с меньшим количеством хромата натрия процесс отгонки избытков металлов идет значительно быстрее, то из вышеуказанных опробованных смесей для массового изготовления изделий были выбраны таблетки из смеси хроматов, имеющей соотношение между хроматом калия и хроматом натрия, равным 1 : 1,25.

3. Напыляется слой сурьмы толщиной до 40% уменьшения прозрачности. Многократные проверки показали, что если пылить слой сурьмы иной толщины, то чувствительности катодов получаются более низкими.

4. Производится обработка слоя сурьмы калием и натрием. На ампулу с металлами калием и натрием надевается ампулочная печь, а на все обрабатываемое изделие — активировочная печь. Обработка слоя сурьмы калием и натрием из одной ампулы, но последовательно, сначала калием, затем натрием при различных температурных режимах в активировочной печи возможна благодаря тому, что эти металлы имеют различные температуры возгонки.

Температура в активировочной печи при обработке сурьмы калием поддерживается порядка 210—220° С. Когда фототок от обработки слоя сурьмы калием достигает максимума, температуру в активировочной печи повышают до 240—250° С. Фототок при этом некоторое время остается без изменений или несколько падает, затем начинается обработка сурьмяно-калиевого слоя натрием и фототок медленно растет. По достижении максимума фототока ампула с металлами калием и натрием спаивается. Установлено, что при изготовлении катода очень вредны избытки этих металлов. Величина темнового тока, измеряемая на посту, может являться критерием того, насколько правильно подобраны количества хроматов. В данном случае взятые количества хроматов калия и натрия таковы, что во время обработки слоя сурьмы темновой ток не превышает $(1—3)\cdot 10^{-7}$ *а* для обрабатываемого объема (фотоэлементы и однокаскадные фотоэлектронные умножители изготовляются в шарообразной колбе диаметром 39 *мм*).

5. Отгонка избытков металлов калия и натрия производится многократно и считается законченной, если во время охлаждения фотоэлемента чувствительность катода не падает, что указывало бы на избыточное количество металлов, а остается неизменной или еще лучше повышается. Такой многократной отгонкой добиваются точной дозировки нужного количества металла.

6. Производится обработка сурьмяно-калиево-натриевого слоя цезием. В ампулу с металлическим цезием разбивается бойком при помощи электромагнита стеклянная пленка и на обрабатываемое изделие надвигается активировочная печь. Использование металлического цезия, а не таблеток вызвано тем, что при применении таблеток из них во время получения цезия при помощи генератора колебаний высокой частоты выделяется много газов и уже достигнутая чувствительность сурьмяно-калиево-натриевого слоя может снизиться.

Выяснено, что активировка катода цезием является очень ответственной операцией при изготовлении катода. От правильной обработки катода цезием зависит его интегральная чувствительность и чувствительность в длинноволновой области спектра.

Обработка фотоэлементов на посту с фильтрами (синий, зеленый и красный) показала, что от обработки сурьмы калием слой становится чувствительным к излучению в синей и зеленой областях спектра, от обработки сурьмяно-калиевого слоя натрием чувствительность в синей и зеленой областях спектра увеличивается.

Чувствительность катода к неразложенному свету от подсвета лампой накаливания при этом увеличивается примерно в 20—30 раз. Сурьмяно-калиево-натриевый слой почти совсем не чувствителен к излучению в красной области спектра. Сурьмяно-калиево-натриевый слой, обработанный цезием, становится чувствительным в длинноволновой области спектра.

Выяснено, что для получения высокочувствительных катодов необходимо вести обработку сурьмяно-калиево-натриевого слоя большими количествами цезия при высокой температуре в активировочной печи, равной 230 -240° С. Контроль количества цезия, которое нужно ввести в обрабатываемый объем, лучше всего осуществлять по темновому току. По достижении темновым током определенной величины, экспериментально подобранной для обрабатываемого объема, вилка, на которую были напаяны ампулы, спаивается. Многочисленные пробы показали, что в данном случае для обрабатываемых изделий нужно допускать темновой ток до $(1—2)\cdot 10^{-6} a$.

7. Отгонка избытков цезия производится по тому же принципу, что и отгонка избытков калия и натрия. В правильно обработанных катодах обработка цезием повышает чувствительность сурьмяно-калиево-натриевого слоя к неразложенному свету от подсвета лампой накаливания в 10—30 раз.

Контроль обработки фотоэлементов на посту с фильтрами показал, что при этом в основном возрастает чувствительность в длинноволновой области спектра.

Фоточувствительность во время обработки сурьмяно-калиево-натриевого слоя цезием изменяется следующим образом. Когда темновой ток возрастает, фоточувствительность несколько падает, во время отгонки избытков цезия фототок возрастает.

Цвет катода во время обработки слоя сурьмы щелочными металлами меняется: после обработки сурьмы калием катод приобретает фиолетовый цвет, после обработки сурьмяно-калиевого слоя натрием — коричнево-желтый или зелено-желтый, после обработки цезием цвет катода не меняется.

Время обработки одного изделия на откачном посту равняется полутора-двум часам.

Первые предварительные опыты обработки изделий по описанной выше технологии групповым методом (когда под одну активировочную печь напаивается не одно, а несколько изделий) дали положительные результаты.

Результаты исследования параметров фотоэлементов и однокаскадных умножителей с многощелочным катодом опубликованы в [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sommer, Rev. Scient. Instrum., 1955, 26, 725.
2. A. Sommer, IRE Trans. Nucl. Sci., 1956, 3, 4, 8.
3. А. А. Мостовский, О. Б. Воробьева, К. А. Майская, Некоторые свойства многощелочных катодов, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1958, 22, 5, 561
4. Т. Н. Работнова, Л. В. Конончук, Светотехника, 1959, 9, 1.

Поступило в редакцию
21 XII 1959

О НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ОКИСЛЕННЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ *

И. М. Бронштейн, Р. Б. Сегаль

В [1] было показано, что неупругое рассеяние электронов в металлах носит объемный характер, в то время как эмиссия медленных вторичных электронов происходит по существу из тонкого приповерхностного слоя толщиной порядка 10^{-7} *см*. В связи с этим можно было ожидать, что при изменении чистоты поверхности, в частности при ее окислении, когда σ значительно меняется, коэффициент неупругого рассеяния η должен оставаться неизменным.

При помощи прибора, описанного в [1], нами были измерены коэффициенты неупругого отражения (кно) η следующих окисленных и активированных поверхностей в зависимости от энергии первичных электронов E_p: алюминиевой фольги, обычно покрытой пленкой Al_2O_3, обладающей повышенными значениями коэффициента вторичной электронной эмиссии (квээ); алюминиево-магниевой поверхности, получаемой при обычной кратковременной активировке специального алюминиево-магниевого

* Доложено на 9-м Всесоюзном совещании по катодной электронике, Москва, сентябрь, 1959 г.

сплава; бериллиевой поверхности, окисленной путем кратковременного соприкосновения (несколько секунд) массивной пленки чистого бериллия с воздухом (по-видимому, образуется пленка BeO).

На рис. 1 приведены значения квээ σ и коэффициента неупругого отражения η для алюминиевой фольги (Al_2O_3); на рис. 2 и 3 то же для активированной алюминиево-магниевой поверхности и окисленного бериллия (BeO) соответственно. На рис. 1 нанесены пунктиром значения η для алюминия [2]. Для неактивированного AlMg сплава можно ожидать такой же величины и того же характера зависимости η (E_p), как и для Al (в сплаве всего несколько процентов Mg, и, кроме того, эти элементы стоят рядом в периодической таблице). Для неокисленного Be $\eta \approx 0{,}1$.

Отсюда следует, что, несмотря на значительное возрастание σ при окислении поверхности кривые η (E_p), которые многократно и хорошо воспроизводились, по вели-

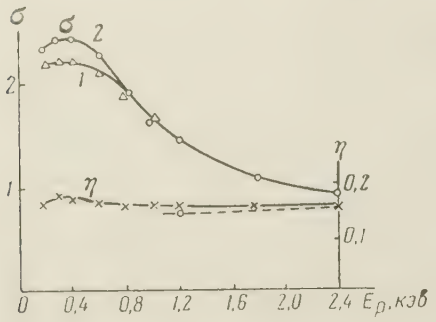


Рис. 1

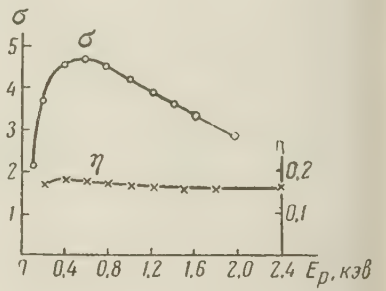


Рис. 2

Рис. 1. Кривые зависимости квээ σ (E_p) и кно η (E_p) для алюминиевой фольги: пунктир — η (E_p) по Паллуэлу; *1* — σ (E_p) при температуре фольги $t \simeq -180°$ С; *2* — σ (E_p) при $t \sim 20°$ С

Рис. 2. Кривые зависимости квээ σ (E_p) и кно η (E_p) для активированной алюминиево-магниевой поверхности

чине и характеру зависимости их от энергии первичных электронов, близки к соответствующим кривым для неокисленных металлов.

Подобные результаты получены для Ca, Ti, Ba в нашей лаборатории Б. С. Фрайманом, который показал, что при их поверхностном окислении η не меняется. Из объемного характера неупругого рассеяния [3] следует, что пленка окиси на поверхности всех исследованных веществ имела весьма малую толщину, порядка нескольких атомных слоев. Только при поверхностном окислении металлов характер неупругого

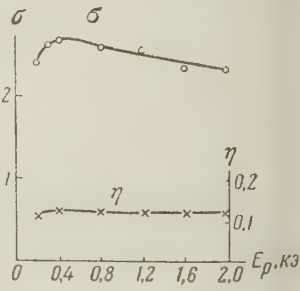


Рис. 3. Кривые зависимости квээ σ (E_p) и кно η (E_p) для окисленной бериллиевой поверхности

рассеяния электронов в них, по-видимому, не меняется. При объемном же окислении характер неупругого рассеяния может существенно измениться. Из зависимости $\eta \sim z$ (z — порядковый номер элемента), по-видимому, следует, что для окислов легких металлов, например, Be, η должно быть больше, чем для чистого Be, что нами и наблюдалось.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Бронштейн, Р. Б. Сегаль, Физика твердого тела, 1959, **1**, 1489.
2. P. Palluel, Compt. rend. Acad. sci., 1947, **225**, 383.
3. И. М. Бронштейн, Р. Б. Сегаль, Физика твердого тела, 1959, **1**, 1500.

Поступила в редакцию
21 XII 1959

НОВЫЙ ГЕНЕРАТОР ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА КЛЮЧЕВЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Г. Н. Берестовский, О. А. Костенко

В работе [1] предложена схема ключевого генератора гармонических колебаний, в которой параллельный *LC*-контур возбуждается прямоугольной волной тока. Генератором тока служит обычная схема преобразователя напряжения, выходное сопротивление которого по переменному току сделано большим за счет включения дросселя последовательно с источником питания.

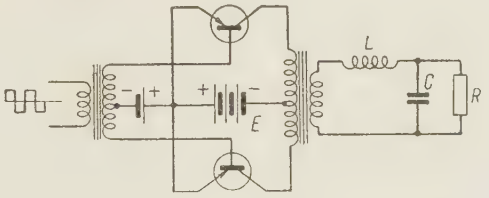


Рис. 1. Схема генератора гармонических колебаний

Возбуждение незатухающих колебаний в *LC*-контуре можно произвести и включенным последовательно в контур генератором прямоугольной волны напряжения, т. е. генератором с малым внутренним сопротивлением $r_г$.

Основные соотношения для токов и напряжений в таком генераторе легко найти, представив прямоугольную волну напряжения, аналогично тому как это сделано в работе [1], в виде ряда

$$U = \frac{4E}{\pi}\left(\sin \omega t + \frac{1}{3}\sin 3\omega t + \frac{1}{5}\sin 5\omega t + \dots\right),$$

где E — амплитуда волны.

При воздействии такого напряжения на контур с добротностью Q и резонансной частотой $\omega_к$, близкой или равной ω, коэффициент гармоник в токе контура будет равен $\sim 1/7Q$. Если добротность достаточно велика, то гармониками в кривой тока, а также и в кривой напряжения на емкости контура можно пренебречь. Таким образом, задача сводится к расчету схемы, содержащей колебательный контур с последовательно включенным генератором синусоидального напряжения, амплитуда которого равна $4E/\pi$, частота ω и внутреннее сопротивление — $r_г$.

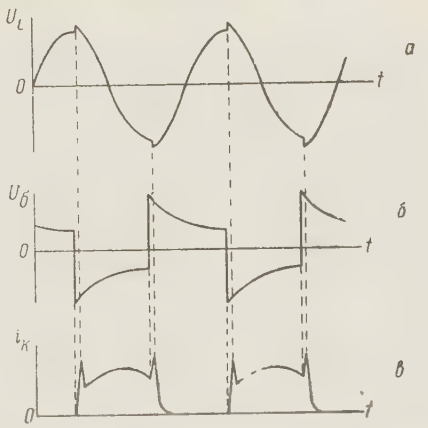


Рис. 2. Эпюры напряжений и токов в схеме рис. 1:

а — напряжение на индуктивности контура; *б* — напряжение на базах триодов; *в* — ток коллекторов триодов

В качестве генератора прямоугольной волны может быть использован, но уже без дросселя, все тот же преобразователь напряжения на полупроводниковых триодах, выходное сопротивление которого, как показано в работе [2], весьма мало.

Выходная обмотка трансформатора преобразователя (рис. 1) включается последовательно в контур; сопротивление нагрузки R в зависимости от его величины включается последовательно в контур, или параллельно его емкости. На индуктивности напряжение претерпевает скачки (рис. 2, *а*), относительная величина которых тем больше, чем меньше добротность контура.

Как можно видеть, переключение триодов в преобразователе должно происходить в момент прохождения тока контура через нуль. Поэтому автоколебательный режим работы преобразователя с ненасыщающимся трансформатором осуществить трудно, так как ток коллектора открытого триода будет иметь вид полуволны синусоиды, т. е. будет уменьшаться к тому моменту, когда триод должен запираться. В результате триод не будет заперт, а лишь еще глубже войдет в насыщение по току коллектора.

Однако использование в схеме индуктивного элемента с сердечником из материала с прямоугольной петлей гистерезиса позволяет работать и в автоколебательном режиме, так как в момент насыщения сердечника резко возрастает ток намагничивания, а с ним и ток коллектора триода. Таким нелинейным индуктивным элементом

может служить насыщающийся трансформатор, либо небольшой насыщающийся дроссель, включенный параллельно одной из обмоток обратной связи. Для получения нужной частоты работы преобразователя расчет индуктивного элемента по заданной индукции насыщения B_s материала сердечника производится по формуле

$$U = 4fwB_s Q10^{-8},$$

где U — амплитуда переменного напряжения на индуктивном элементе, f — частота колебаний, w — число витков обмотки индуктивного элемента, Q — сечение стержня сердечника. В насыщающемся трансформаторе w вычисляется для половины коллекторной обмотки, а U берется равным напряжению источника питания.

Переключение триодов удобно также осуществлять при помощи внешнего управляющего напряжения, которое в схеме, представленной на рис. 1, подается базам через входной трансформатор.

Наиболее выгодная и просто получаемая форма переключающего напряжения, обеспечивающая малую глубину захода триода в насыщение и большую скорость переключения триодов, что необходимо для уменьшения потерь энергии в триодах за время переключений, показана на рис. 2, *б*.

Опыты с генератором гармонических колебаний [3], собранным по схеме рис. 1 на триодах П4В и трансформаторах с ферритовыми сердечниками, показали, что как кпд, так и мощность, отдаваемая в нагрузку, лишь немногим меньше таковых (из-за потерь в контуре) при работе схемы на активную нагрузку в обычном преобразовательном режиме (без контура). Генератор работал в ключевом режиме до частот порядка 300—400 *кгц*. Однако выходная мощность в нагрузке при этом была значительно меньше, чем на низких частотах, из-за больших потерь энергии в сердечнике трансформатора и элементах контура, а также в триодах, ибо фронты напряжений на коллекторах стали занимать значительную долю времени в цикле переключения. Характерная форма тока коллектора на частоте в несколько десятков килогерц изображена на рис. 2, *в*.

Возбуждение колебаний в контуре можно осуществить и при переключении триодов с частотами $\omega = \omega_к/3$, $\omega_к/5, \ldots$.

Рассмотренная схема генератора гармонических колебаний отличается от схемы, опубликованной ранее [1], большей простотой (нет дросселя) и отсутствием при работе опасных выбросов напряжения на коллекторах триодов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Берестовский, Генератор гармонических колебаний на ключевых элементах, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 3, 471.
2. Г. Н. Берестовский, К. Я. Сенаторов, Преобразователь напряжения на мощных полупроводниковых триодах, Радиотехника и электроника, 1957, **2**, 9, 1178.
3. О. А. Костенко, Полупроводниковый ключевой генератор гармонических колебаний с внешним возбуждением, Дипломная работа, Физический факультет МГУ, 1959.

Поступило в редакцию
11 V 1960

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

ПО ПОВОДУ КРАТКОГО СООБЩЕНИЯ Я. И. ХУРГИНА «ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ПРОЦЕССА С НЕЗАВИСИМЫМИ ИНТЕРВАЛАМИ НА ЕМКОСТНОЙ НАКОПИТЕЛЬ»

В работе [1] получены выражения для вычисления всех моментов случайного напряжения, снимаемого с конденсатора простой интегрирующей RC-цепочки, когда оно образуется под воздействием на эту цепочку импульсного процесса с независимыми интервалами. Автор делает следующее предположение: «для простоты будем полагать, что импульсы имеют одинаковую форму, а их длительности $\tau \ll T$ (T — средний интервал между импульсами), так что каждый импульс заряжает конденсатор почти мгновенно на одну и ту же величину, которую положим равной единице (это эквивалентно выбору масштаба)».

Однако предположение о том, что каждый импульс заряжает конденсатор на одну и ту же величину, совсем не следует из условия $\tau \ll T$ и в действительности может иметь место лишь в некоторых частных случаях. В общем случае величина, на которую заряжается конденсатор за счет каждого приходящего импульса, является переменной, зависящей от того, до какого напряжения был заряжен конденсатор к моменту прихода данного импульса.

В связи с этим автор дает неточное выражение для напряжения на конденсаторе (для установившегося режима)

$$u = \sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\beta\left(\sum_{k=1}^{n} \vartheta_k + \vartheta_0\right)\right] \qquad (1)$$

(здесь и ниже символика и нумерация автора). Последующие расчеты в [1], использующие выражение (1), приводят к выражениям для моментов, не соответствующим физическим представлениям. Так, например, первый момент (среднее значение напряжения на конденсаторе цепочки) неограниченно возрастает с ростом интенсивности импульсного потока на входе, в то время как известно, что напряжение на конденсаторе в рассматриваемом установившемся режиме не может превышать величины, равной амплитуде входных импульсов.

По нашему мнению, правильное решение можно получить следующим образом. Выражение для напряжения на конденсаторе в некоторый момент времени t после заряда его в интервале времени $(t - \vartheta_0 - \tau,\ t - \vartheta_0)$ имеет вид

$$u(t) = [A(1 - e^{-\beta\tau}) + e^{-\beta\tau} u(t - \vartheta_0 - \tau)] e^{-\beta\vartheta_0},$$

где A — амплитуда входного импульса.

Отсюда для установившегося режима легко получить соотношение, аналогичное (1):

$$u = A(1-\alpha)\sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \exp\left[-\beta\left(\sum_{k=1}^{n} \vartheta_k + \vartheta_0\right)\right] = A(1-\alpha)\, e^{-\beta\vartheta_0} v,$$

где $\alpha = e^{-\beta\tau}$. Заметим, что $\alpha < 1$. Пользуясь методом, предложенным в [1], вместо (6) получим следующее соотношение для моментов случайной величины v:

$$\mu_n = \sum_{k=0}^{n} C_n^k \bar{p}(k\beta)\, \alpha^k \mu_k$$

и вместо (9) для моментов случайной величины u:

$$Mu^n = [A(1-\alpha)]^n M[e^{-n\beta\vartheta_0}]\, \mu_n.$$

Отсюда, например, среднее значение величины u

$$Mu = A(1-\alpha)\frac{N}{\beta}\frac{1-\bar{p}(\beta)}{1-\alpha\bar{p}(\beta)},$$

причем всегда $Mu \leqslant A$. Выражение для второго момента:

$$Mu^2 = [A(1-\alpha)]^2\frac{N}{\beta}\frac{1-\bar{p}(2\beta)}{1-\alpha\bar{p}(\beta)}\frac{1+\alpha\bar{p}(\beta)}{1-\alpha^2\bar{p}(2\beta)}.$$

Из приведенных формул можно усмотреть, что среднее значение напряжения на конденсаторе интегрирующей цепочки стремится к A, а дисперсия — к нулю при возрастании интенсивности входного потока импульсов ($N/\beta \to \infty$), что согласуется с физическими представлениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. И. Хургин, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 11, 1927.

Г. А. Медведев, Ю. И. Параев

Поступило в редакцию
4 V 1960

ХРОНИКА

МЕЖДУВЕДОМСТВЕННЫЙ СЕМИНАР ПО КАТОДНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

(15-е заседание)

На 15-м заседании междуведомственного семинара по катодной электронике, состоявшемся 4 апреля 1960 г. в Институте радиотехники и электроники АН СССР, было заслушано 6 докладов.

Н. Д. Моргулис в докладе «Применение термоэлектронной эмиссии для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую» дал обзор результатов работ по проблеме термоэлектронного преобразования энергии, выполненных под его руководством в Институте физики АН УССР и Киевском государственном университете. Исследованы некоторые общие физические свойства таких преобразователей (вольтамперные и температурные характеристики, коэффициент полезного действия,эдс) для случаев использования в качестве катодов чистого вольфрама (высокотемпературный катод), бария и цезия, адсорбированных на вольфраме (низкотемпературные металлопленочные катоды), и бикарбида тория (среднетемпературный катод). Практически полученные значения кпд и эдс для катода из ThC_2 (в интервале температур 1900—2100° К: кпд $\simeq$ 8—15%; эдс. $\simeq$ 1,7 *в*) позволяют надеяться на перспективность использования подобных катодов для термоэлектронного преобразования энергии.

Докладчику был задан ряд вопросов по технологии и параметрам использовавшихся в работе катодов. Выступившие в дискуссии Л. Н. Добрецов и Н. Д. Девятков указали на важность затронутой автором проблемы и ценность практически достигнутых результатов; одновременно они отметили необходимость расширения фронта работ для возможно скорейшего решения проблемы в целом.

В. Б. Сандомирским был сделан доклад по работе Ш. М. Когана и В. Б. Сандомирского «К теории внешней эмиссии горячих электронов из полупроводников».

Авторами произведен расчет тока эмиссии горячих электронов из гомеополярного полупроводника, на который наложено сильное однородное электрическое поле. Показано, что в случае, когда энергия электронного сродства (χ) превышает пороговую энергию ударной ионизации (E_i), не следует ожидать значительного эмиссионного тока горячих электронов. Расчет эмиссионного тока для случая $\chi > E_i$ проведен с учетом столкновений электронов с оптическими и акустическими фононами. Зависимость эмиссионного тока от величины приложенного поля является чрезвычайно сильной в области полей, отвечающих горизонтальному участку вольтамперной характеристики полупроводника. Ток эмиссии растет с понижением температуры решетки.

После обмена мнениями В. Б. Сандомирский в заключительном слове отметил, что доложенная работа отличается от аналогичных исследований тем, что вольтамперная характеристика эмиссии горячих электронов доведена до конкретного вида, причем учтена роль ударной ионизации в процессе эмиссии.

М. И. Елинсоном и А. Г. Жданом была доложена работа «Эмиссия горячих электронов из кварца, активированного углеродом». Авторы наблюдали эмиссию горячих электронов из тонких слоев ($\sim$ 5 *мк*) $SiO_2 + C$ в зависимости от напряжения на слое, анодного напряжения и температуры. Установлена локальность эмиссии и намечены пути усовершенствования технологии получения слоев $SiO_2 + C$ для улучшения их эмиссионных свойств.

Докладчикам были заданы вопросы по механизму эмиссии горячих электронов и технологии приготовления слоев $SiO_2 + C$.

А. Л. Шустина сообщила о наблюдавшейся ею самоподдерживающейся эмиссии из оксидно-магниевого ненакаливаемого катода, нанесенного на никелевую подложку. Эмиссия катода возбуждалась видимым светом, либо электронной бомбардировкой и сопровождалась довольно равномерным голубым свечением. Максимум высвечивания лежит при 4800 Å.

Зависимость тока от коллекторного потенциала резко экспоненциальная. Максимальная плотность тока с катода составляет 7 *ма/см*^{2}, предел ее значению кладет разогрев катода. Эмиссионный ток довольно стабилен: по прошествии 8 *час* с момента выключения стартера ток падает $\sim$ на 3%.

А. Л. Шустиной был задан ряд вопросов по технологии и физике оксидно-магниевого катода. Выступая в дискуссии по докладу, Д. В. Зернов отметил, что окись магния не является единственным материалом, для которого может наблюдаться эффект самоподдерживающейся эмиссии. Этот эффект обычно наблюдается для диэлектрических пленок, обнаруживающих хорошо сформированную молтеровскую эмиссию. В частности, Д. В. Зерновым наблюдалась еще в 1937 г. самоподдерживающаяся эмиссия на пленках борного ангидрида, в 1940 г. (совместно с Н. М. Левиным) — на окиси магния и позднее (совместно с Б. С. Кульварской) — на пленках KCl.

Н. Л. Яснопольский, Н. А. Карелина и В. С. Малышева доложили о вторичной электронной эмиссии на прострел тонких пленок окиси магния на тонкой алюминиевой подложке (порядка 400 Å) при плотностях тока $\sim 10^{-6}$ *а/см²*. В работе были получены коэффициенты вторичной эмиссии на прострел $\sigma \simeq 7{,}5-8{,}5$ при энергии первичных электронов $V_p = 3{,}5-4$ *кв* и $\sigma_{макс} \simeq 9$ при $V_p = 5$ *кв* на пленках MgO, полученных сжиганием Mg на воздухе. Более устойчивые значения $\sigma \simeq 5{,}5-6$ при $V_p = 3{,}5-4$ *кв* и $\sigma_{макс} \simeq 7$ при $V_p = 6$ *кв* были получены после уплотнения этих пленок. На некоторых неуплотненных образцах наблюдалась самоподдерживающаяся эмиссия при облучении первичными электронами как на прострел, так и на отражение.

В докладе М. М. Шефтель «Вторичная эмиссия на прострел с некоторых диэлектриков» было сообщено, что максимальные значения коэффициента вторичной эмиссии ($\sigma_{макс}$) составляли: для KCl $\sigma_{макс} = 4{,}2$ при $V_p = 3$ *кв*, для NaCl $\sigma_{макс} = 5{,}4$ при $V_p = 3{,}5-4$ *кв*, для неуплотненных слоев MgO $\sigma_{макс} = 8{,}8-9{,}8$ при $V_p = 6$ *кв* при плотностях тока $\sim 10^{-9}$ *а/см²*. Подложкой служил напыленный слой алюминия. Было обнаружено, что подпыление тонкого слоя золота между Al и диэлектриком приводит к увеличению σ. Приведены данные о распределении вторичных электронов по углам вылета, отличном от распределения по закону косинуса.

Выступающий в дискуссии А. Я. Вяткин указал, что необходимо тщательно разделять истинно-вторичные и прошедшие сквозь пленку первичные электроны. Л. Н. Добрецов отметил, что влияние поля зарядного пятна могло привести к занижению данных δ на прострел и к искажению углового распределения вторичных электронов. Н. Л. Яснопольский обратил внимание на то, что доложенные результаты представляют практический интерес, так как значения коэффициентов щелочно-галоидных солей стабильны, что до сих пор еще никем не наблюдалось.

В. И. Фомина в докладе «Исследование наведенной проводимости в некоторых халькогенидах сурьмы» изложила результаты, полученные на тонких слоях Sb_2S_3 и Sb_2Se_3. Для Sb_2S_3 получены коэффициенты усиления 500—600 и кратности 100—200, для Sb_2Se_3 — коэффициенты усиления 1500—1700 и кратности 2—3. Зависимость наведенного тока от плотности возбуждающего тока подчиняется закону $I_н = aI_p^n$, где n изменяется от 0,5 до 1 при температуре от комнатной и выше, а температурная зависимость наведенного тока имеет экспоненциальный характер.

Р. П. Вихляева, А. Г. Ждан, А. Э. Шабельникова

CONTENTS

Bruevich A. N. Asynchronous oscillations in autooscillator with two degrees of freedom 1559
Grigorin-Riabov V. V. Control characteristics of a braked relaxator. 1568
Kabanov N. I. Long-distance scattered reflection from the Earth at short waves 1576
Kovtun N. M., Tereshchenko A. I. Investigation of resonance ferrite valves characteristics on *H*-waveguides 1593
Postnov G. A. Wave propagation in an isotropic plasma waveguide 1598
Malyshev V. A. On a magnetron oscillator theory 1603
Lopukhin V. M., Martynov V. P. Registration of electron velocity spread on a parametric amplifier of space charge waves 1614
Breitman V. M. Calculation of the field of a ribbon-type beam affected by a space charge and dispersing in a plane-parallel diode at the finite emitter width 1619
Sandomirskii V. B. On the external emission of hot electrons from semiconductors P. I. 1627
Azizov U. V., Vasilkovskii D. N., Sultanov V. M. Preparation and monitoring of large monocrystal W-cathodes 1631
Lepeshinskaya V. N., Borisov V. L., Perchanok T. M. Secondary-emission characteristics of effective emitters made of alloys in a wide range 1636
Borisov V. L., Perchanok T.M., Lepeshinskaya V.N. Angular and temperature dependences of the secondary emission coefficient σ and the coefficient of nonelastic electrons reflection η of activated alloy-type emitters 1643
Bronstein I. M., Shchuchinskii Ya. M. Energy spectrum of slow secondary electrons at Ba adsorption on W 1650
Mikhailov G. S., Kutovaya L. A., Pospelov L. A. On film systems work function dependence on the ionizing potential of adsorbed atoms 1658
Ptushinskii Yu. G. Influence of adsorption on thin metal films resistance P. I. Dipole molecules 1663
Nakhodkin N. G., Nemtsev V. P. Electron properties of Ge thin films 1669
Kozina G. S. Some special features of a double-side target memory tube with excited conductance in Al_2O_3 thin films 1672
Serebrov L. A., Fridrikhov S. A. Concerning a charge spot on the dielectric target surface during bombardment by an electron beam 1680
Timofeev P. V., Sorokina V. V. Electron emission in image converter tubes for γ-rays 1687
Timofeev P. V., Kormakova E. G. Properties of electron multipliers with oxigen-cesium photocathode 1692
Breido I. Ya., Glagolev V. P., Glukhovskoy B. M., Korolkova O. S., Leitei-zen L. G. Investigation of multistage electron multipliers stability 1698
Kabanov A. N., Kushnir Yu. M. Applications of the universal electrostatic analyzer of electrons velocity at 75 kV 1703
Zastenker G. N., Solntsev G. S., Shvilkin B. N. Processes in a high-frequency discharge of low pressure changing electrode voltage 1709
Kononov B. P., Sarksian K. A. Some special features of a gas discharge with oscillating electrons 1717
Samoilenko V. I. Level discriminator using *p—n* junction capacity 1720

BRIEF REPORTS

Kinber B. E., Bakhareva M. F. Reliability of the spaced reception system of two unequal correlated signals 1726
Yakovlev V. P. Some asymptotic properties of gaussian random process 1728
Posdniak S. I. Measurement of medium electrical parameters by a polarization method 1730
Shevchik V. N., Trubetskov D. I. On a theory of backwardwave tube with a periodically focused electron stream 1734
Akulina D. K., Akhmanov S. A., Gvozdover S. D., Gorshkov A. S., Trofimenko I. T. Parametrical phenomena in wave systems with long electron streams 1736
Kononchuck L. V. Technology of photoelements and one-stage electron multipliers with translucent multialkaline cathode 1739
Bronstein I. M., Segal R. B. Nonelastic scattering of electrons from oxidized metal surfaces 1741
Berestovskii G. N., Kostenko O. A. New harmonic oscillator on «off» elements 1743

LETTERS TO THE EDITOR

Medvedev G. A., Paraev Yu. I. Concerning Ya. I. Khurgin's brief report «Influence of a pulse process with independent intervals upon capacitance storage circuit» 1745

CHRONICLE

Vikhliaeva R. P., Ghdan A. G., Shabelnikeva A. E. Interinstitutional seminar on cathode electronus (the 15th meeting) 1747

Цена 13 руб. 75 коп.

УЛ. ГЕРЦЕНА 6 КОМ. 40
НАУЧ. БИБЛИОТЕКА МГУ
МГУ. КНИГООБМЕНА

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

По решению редколлегии журнала «Радиотехника и электроника» максимальный объем оригинальных статей, публикуемых в журнале, не должен превышать 15 страниц машинописного текста, напечатанного через два интервала, считая 1800 знаков на страницу. Число рисунков не должно превышать 7. Статьи, превышающие этот объем, как правило, к публикации приниматься не будут.